



Réduction du champ d'écriture de mémoires magnétiques à écriture assistée thermiquement à l'aide du couple de transfert de spin

Antoine Chavent

► To cite this version:

Antoine Chavent. Réduction du champ d'écriture de mémoires magnétiques à écriture assistée thermiquement à l'aide du couple de transfert de spin. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAT005 . tel-01279329

HAL Id: tel-01279329

<https://theses.hal.science/tel-01279329>

Submitted on 25 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Nano Electronique et Nano Technologies**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Antoine CHAVENT

Thèse dirigée par **Bernard DIENY** et
codirigée par **Ricardo SOUSA**

préparée au sein du **Laboratoire Spintec**
(**UMR 8191 CEA/CNRS/UJF/Grenoble INP**)
dans l'**École Doctorale E.E.A.T.S.**

Réduction du champ d'écriture de mémoires magnétiques à écriture assistée thermiquement à l'aide du couple de transfert de spin

Thèse soutenue publiquement le **21 janvier 2016**,
devant le jury composé de :

Mr Ahmad BSIESY

Professeur, Université Grenoble Alpes, Grenoble, Président du jury

Mr Jean-Marie GEORGE

Directeur de recherche CNRS, CNRS/Thales, Palaiseau, Rapporteur

Mr Jean-François BOBO

Directeur de recherche CNRS, CEMES, Toulouse, Rapporteur

Mr Daniel LACOUR

Chargé de recherche CNRS, Institut Jean Lamour, Nancy, Membre

Mr Bernard DIENY

Directeur de recherche CEA, SPINTEC, Grenoble, Directeur de thèse

Mr Ricardo SOUSA

Ingénieur chercheur CEA, SPINTEC, Grenoble, Co-encadrant de thèse

Mr Jérémy ALVAREZ-HERAULT

Ingénieur R&D, Crocus Technology, Grenoble, Invité



Table des matières

Remerciements	3
Glossaire	7
Introduction	9
1 Introduction aux MRAM	11
1.1 Le marché des MRAM	11
1.2 Physique de la Jonction Tunnel Magnétique	15
1.2.1 Matériaux magnétiques et anisotropies	17
1.2.2 Couplage d'échange ferromagnétique/antiferromagnétique	19
1.2.3 Courant polarisé en spin	22
1.2.4 Couple de transfert de spin	24
1.2.5 Dynamique de l'aimantation	27
1.2.6 Diagramme de retournement d'aimantation	28
1.2.7 Retournement thermiquement activé	30
1.2.8 Chauffage par effet Joule local	33
1.3 Une MRAM standard	35
1.4 MRAM à écriture Assistée Thermiquement	36
1.5 STT-TAS-MRAM	38
1.6 Conclusion	42
2 TAS-MRAM à écriture assistée par STT	43
2.1 Etat de l'art de l'utilisation du couple de transfert de spin dans les cellules TAS-MRAM	43
2.2 Fabrication et méthodes de caractérisations de l'empilement magnétique	44
2.3 Mesure de l'influence du couple de transfert de spin	45
2.4 Retournement par STT d'une couche libre simple	49
2.5 Test de l'influence de la polarité sur l'écriture de MRAM assistées thermiquement	53
2.6 Statistiques mesurées sur un véhicule de test 1kbit et sur des jonctions individuelles avec lignes de champ	56
2.7 Conclusion	61
3 Amélioration de l'influence du STT dans l'empilement TAS-MRAM	63
3.1 Considérations matériaux : TMR-STT-Couplage d'échange F/AF	63
3.2 Réduction du champ d'écriture avec un empilement Synthétique ferrimagnétique	66
3.2.1 Comportement en champ d'un SyF	66
3.2.2 SyF dipolaire	68
3.2.3 Développements du SyF pour l'écriture assistée par STT	70
3.2.4 SyF par couplage RKKY	73
3.3 Modes d'écriture d'un SyF avec STT	75
3.3.1 Ecriture en champ négatif d'un SyF assisté par STT	75
3.3.2 Etats intermédiaires d'un SyF	79
3.4 Etude des dépendances en tension du couple de transfert de spin	81

3.4.1	Efficacité des termes du couple de transfert de spin	82
3.4.2	Diagramme d'état DC de la couche libre simple	83
3.5	Etude du produit Résistance-Surface	89
3.6	Conclusion	94
4	Etude de l'écriture en temps réel et de la phase de refroidissement	95
4.1	Amélioration de l'écriture par contrôle de la vitesse de refroidissement	95
4.1.1	Modélisation du renversement retour pendant le refroidissement	96
4.1.2	Dépendance en tension de l'efficacité du STT	97
4.1.3	Amélioration de l'écriture	99
4.1.4	Vitesse de refroidissement optimale	101
4.2	Dépendance en température du couplage RKKY	103
4.2.1	Mesures VSM	103
4.2.2	Couplage RKKY sur piliers	105
4.2.3	Mesures temps réel	107
4.2.4	Investigation de la température en temps réel	111
4.3	Thermoélectricité pendant le refroidissement due à l'asymétrie de chauffage	113
4.3.1	Modélisation de l'asymétrie de chauffage	114
4.3.2	Simulation par éléments finis de la température	115
4.3.3	Transition de tension en temps réel	117
4.4	Conclusion	119
5	Conclusion	121
5.1	Conclusion	121
5.2	Perspectives	122
5.2.1	Perspectives techniques	122
5.2.2	Perspectives générales	123
A	Nano-fabrication	125
A.1	Vue d'ensemble	125
A.2	Variation de rapport d'aspect à surface constante	125
	Bibliographie	127

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au laboratoire SPINTEC du CEA de Grenoble, en collaboration avec la société Crocus Technology, dans le cadre d'une convention de thèse CIFRE, soutenue par l'ANRT.

Pour commencer, je remercie Jean-Marie George et Jean-François Bobo, qui ont accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit. Merci également à Ahmad Bsiesy, président du Jury. Enfin, merci à Daniel Lacour, qui a accepté d'être membre du Jury.

Un grand merci à Ricardo Sousa. Tu m'as d'abord accueilli en stage de M1 en Juin 2011 grâce auquel j'ai pu me faire une première idée de la spintronic. Puis tu as pensé à moi lorsque cette formidable opportunité de thèse s'est présentée. J'ai beaucoup apprécié le rythme et la rationalité avec lesquels tu m'as enseigné les techniques pour scruter les jonctions tunnels magnétiques.

Je tiens ensuite à remercier Lucian Prejbeanu qui a commencé par assurer le démarrage de cette thèse côté Crocus Technology. Après cette impulsion de départ, tu as continué à m'encadrer à Spintec. En plus de ton aide dans la synthèse des résultats, tu as initié de nombreuses pistes à explorer, je pense notamment à l'influence de la méthode de refroidissement sur l'efficacité STT, qui a aboutie aux résultats parmi les plus appréciés de cette thèse.

Je remercie également Jérémy Alvarez-Hérault qui a encadré cette thèse côté Crocus Technology. Je tiens à dire que pour un premier encadrement, c'est réussi ! C'était un vrai plaisir de trouver ta bonne humeur chaque jour. Tu as su trouver le temps de suivre les détails techniques des résultats de recherche alors que tes responsabilités à l'entreprise augmentaient, et je t'en remercie. Je te remercie également pour le temps que tu as pris pour écouter mes hypothèses parfois un peu farfelues !

Je remercie Bernard Dieny, mon directeur de thèse, pour avoir su trouver les façons claires et percutantes de présenter les résultats. Merci aussi pour ton aide précieuse dans la rédaction des articles, parfois par-delà les flots !

Un grand merci à Clarisse Ducruet qui a fait une grosse partie du développement des empilements STT. J'ai commencée par me débattre avec le VSM et des empilements magnétiques à la limite du raisonnable. Puis, tu as suggéré de remplacer ce 0,5 nm de CoFe par 1 nm. Et là, miracle ! Cette thèse a pris un tournant ! Merci donc pour ton aide précieuse dans le développement des empilements magnétiques, par les caractérisations magnétiques et de transport. Tu as su me faire bénéficier de ton expérience en me laissant une grande latitude dans le choix des empilements.

Merci à tous les Crocusiens, grands ou petits, fabricants ou inspecteurs des travaux finis, russes ou écossais, pratiquant l'aquaponey ou le Viet Vo Dao, la guitare électrique ou le java, amateurs de poules ou de planches !

Merci à Ken MacKay pour ses remarques toujours d'une grande sagacité.

Merci à l'équipe dépôt, Céline Portemont, aidée par Claire Creuzet durant la première partie

de cette thèse, puis par Julien Mondaut. Votre travail en amont et pendant cette thèse pour améliorer l'uniformité et la fiabilité des dépôts m'a permis d'avoir des échantillons de grande qualité. Votre efficacité à exploiter la machine mérite des louanges.

Merci aux graveurs, Jérémy Pereira et Julien Vidal, qui ont développé un process permettant un très bon rendement sans lequel la caractérisation de dispositifs 1kbit aurait été quasiment impossible.

Un grand merci à l'équipe test dont j'ai pu bénéficier de l'expérience! Yann, pour ton aide précieuse pour dompter le Veeco, Lucien dont les explications patientes sont toujours éclairantes, Pauline, c'était un plaisir de partager la machine avec toi, Geoffroy, Alex et Zach, tabernac'! Merci à Quentin qui m'a montré la voie de l'affranchissement. Continue de balancer les perles de métal que tu trouves s'il te plait :). Bon courage Myckael, tu verras, c'est pas si long.

Merci à Seb, qui tel Platon, sort de sa grotte pour nous montrer la lumière. Toujours bon d'avoir son avis.

Merci à l'équipe de la PTA qui fait un super boulot pour maintenir des machines vieillissantes à un super niveau de performance, notamment à Thierry Chevolleau, pour ne pas avoir donné l'IBE et à Marlène Terrier, pour avoir toujours réussi à faire redémarrer la RIE STS.

Merci à ceux qui m'ont aidé à fabriquer les piliers. Merci à Laurent Vila qui a réalisé les insolations e-beam. Guillaume Lavaitte qui m'a aidé en salle blanche, notamment par des images MEB au CIME du fond de gravure. Sois fort dans ta quête de l'arrêt de gravure Accuflo idéal! Merci à Léa Cuchet qui a fait les masques durs de tantale.

A Spintec, je voudrais aussi remercier Liliana Buda-Prejbeanu, qui m'a aidé en simulations macrospin sur son code. Merci également à Andrey Timopheev dont le regard critique ouvre toujours des discussions intéressantes. Tu m'as bien aidé notamment dans l'analyse finale des diagrammes de phase. Enfin, un coucou à tous les gens croisés en réunion MRAM! Maria, Selma, Bertrand, Léa, Tan, Pierre, Jérémy, Karla, Quentin, Andrey, Jyotirmoy, Luc, Hongxi le meilleur guide de Pékin! Et ceux que j'oublie! Un grand coucou à tous les autres Spintecoïses, Mélissa, Tulio, Safeer, Magali, Marc, et ceux que j'oublie, les concours gâteaux et les conférences ont été réussis grâce à vous!

Merci à Ursula grâce à qui j'ai pu aller en école d'été. Merci à Jérôme, Arthur et Anike pour les bons souvenirs là-bas!

Merci Bertrand, Pablo, Kamiltonian et Alexu pour notre heureuse cohabitation dans ce bureau 423!

Elles œuvrent dans l'ombre, pour le bien de tous, un grand merci à Kat et Rachel qui font un super boulot pour nous permettre d'aller en conférence et organiser la soutenance. Merci à leurs homologues Crocusienne, Julia et Nathalie, promis, je n'aurai plus 212 tickets restos en trop!

Midi Crocus. Ces deux mots ne vous disent rien? Innocent, fuyez. Sans ce rituel quotidien, ces trois années ... n'auraient pas été les mêmes! Un grand coucou donc à tous les gens qui ont animé ces repas hors du temps et de la physique, un îlot où les tyrans deviennent des clowns, et les blagues, des battements de cœur.

Quelle serait la raison d'être de la microélectronique si ce n'était pour donner naissance au STR? Merci aux comparses de détente, Dam's, Guillaume et Ju, le roi des gaufres!

Merci aussi à Alexis, Béa et Michal avec qui on a passé de bons moments au K'fée de jeux. J'adresse un remerciement spécial à O. grâce à qui j'ai pu voir la voie lactée de près.

Merci à tous ceux qui ont fait le physicien que je suis, profs de maths et de physique depuis les classes élémentaires jusqu'au Bac et la prépa!

Enfin, un grand merci à mes parents, mes sœurs et ma famille qui sont un roc inaltérable. Et pour finir, merci à celle qui me fait crapahuter dans nos belles montagnes et dans la vie.

Mais les yeux sont aveugles. Il faut chercher avec le cœur.
Le Petit Prince, Antoine de Saint-Exupéry

Glossaire

JTM : Jonction tunnel magnétique.

AF : Couche antiferromagnétique.

SAF : Couche synthétique antiferromagnétique.

SyF : Couche synthétique ferrimagnétique.

Couplage F/AF : Couplage d'échange à l'interface entre une couche ferromagnétique et une couche antiferromagnétique permettant un décalage du cycle d'hystérésis (*exchange bias*).

Planaire : Signifie dans le plan des couches minces, ou dans le plan de deux moment magnétiques.

STT : Couple de transfert de spin (*Spin-Transfer Torque*).

STT planaire : Couple de transfert de spin d'amortissement effectif, dans le plan de l'aimantation et de la polarisation du courant (*damping-like torque* ou *Slonczewski torque* ou *in-plane torque*).

STT perpendiculaire : Couple de transfert de spin semblable à un champ, perpendiculaire au plan de l'aimantation et de la polarisation du courant (*field-like torque* ou *out-of-plane torque* ou *perpendicular torque*).

IEC : Couplage d'échange intercouche (*Interlayer Exchange Coupling*). Désigne un couplage qui n'est pas dipolaire entre deux couches magnétiques qui ne sont pas en contact direct.

RKKY : Couplage entre deux couches magnétiques nommé d'après Ruderman, Kittel, Kasuya et Yoshida, réalisé via une couche métallique (typiquement ruthénium)

TAS-MRAM : MRAM assisté thermiquement (*Thermally Assisted Switching* MRAM). Dans cette thèse, sauf précision, l'assistance thermique signifie que la couche de stockage est piégée par échange avec une couche antiferromagnétique.

P/AP : Etat de configuration de la jonction tunnel magnétique où les aimantations de la couche de référence et de la couche de stockage sont parallèles (P) ou antiparallèles (AP).

Rmin/Rmax : Désigne à la fois l'état (P pour Rmin et AP pour Rmax) et le niveau de résistance de la jonction tunnel magnétique.

Diagramme à impulsions : Diagramme réalisé en appliquant une impulsion de tension (typiquement 5 ns à 200 ns) sur la jonction à chaque pas de champ (typiquement 100 μ s à 200 μ s).

Diagramme DC : Diagramme réalisé en appliquant une tension continue sur la jonction durant

les cycles magnétiques.

Équation LLGS : Équation Landau-Lifshitz-Gilbert, avec le terme de couple de transfert de spin de Slonczewski.

Introduction

C'est il y a quelques années. Je joue avec un aimant du frigo, et je remarque que loin du frigo il n'y a pas de force, et quand on le rapproche de la surface métallique, une force apparait avant qu'il soit en contact. Cette action à distance directement observable donne au magnétisme son aspect fascinant.

La maîtrise du magnétisme s'est faite de façon parallèle à celle de l'électricité, dans tous les domaines : des turbines de centrales électriques aux têtes de disques durs en passant par les cuisinières à induction. Un des rares domaines où l'électricité semble utilisée seule est l'effet transistor et les semi-conducteurs. Ces derniers ont permis un tel essor de l'informatique qu'ils ont laissé les aspects magnétiques sur la touche. Mais à l'heure où l'informatique quantique se fait attendre à cause des problèmes de décohérence, la microélectronique atteint les limites de la loi de Moore. Avec le développement de l'informatique nomade et les questions de développement durable, le nouveau besoin est la baisse de la consommation. Pour résoudre ces problèmes, un concept est mis en avant : utiliser le spin de l'électron en microélectronique, c'est la spintronique.

Le produit phare de la spintronique est la MRAM. C'est une matrice de jonctions tunnels magnétiques. Chaque jonction tunnel magnétique permet de stocker l'information sous la forme d'un 0 ou d'un 1 de façon permanente. L'information peut-être écrite grâce à un champ magnétique ou un couple de transfert de spin (STT). Crocus Technology a développé une jonction tunnel magnétique à écriture assistée thermiquement qui facilite la sélectivité et la miniaturisation en utilisant un courant de chauffage dont l'objectif est de faciliter le retournement de l'aimantation pendant l'écriture.

L'objectif de cette thèse est la réduction du champ d'écriture dans les jonctions tunnels magnétiques à écriture assistée thermiquement grâce au couple de transfert de spin. L'astuce provient du fait que dans les jonctions tunnels magnétiques à écriture assistée thermiquement, un couple de transfert de spin peut-être généré par le courant de chauffage. L'écriture assistée thermiquement par transfert de spin a été mise en évidence et étudiée dans une thèse précédente [1]. Ici, l'idée est de relâcher les contraintes inhérentes à l'écriture soit par champ soit par couple de transfert de spin en couplant les deux. La principale source de consommation est le champ d'écriture, ainsi en le réduisant on peut réduire de façon substantielle la consommation.

Cette thèse est organisée en quatre chapitres :

Le premier chapitre est consacré à l'état de l'art. On présente d'abord différentes technologies de MRAM et les marchés correspondants. Ensuite on présente la physique nécessaire à la compréhension des MRAM. Enfin, on décrit le fonctionnement des MRAM à écriture assistée thermiquement et ce que l'écriture bipolaire peut apporter.

Le second chapitre commence par la description des méthodes expérimentales permettant de mesurer la réduction du champ d'écriture via des diagrammes en champ et tension. Ensuite on présente les résultats facilement compréhensibles et exploitables, obtenus sur des jonctions individuelles ou sur des véhicules de test 1kbit.

Le troisième chapitre présente les travaux réalisés en vue d'améliorer l'influence du couple de transfert de spin sur l'écriture. On présente d'abord les performances obtenues avec une couche de stockage de type synthétique ferrimagnétique, et on l'étudie. On étudie ensuite comment les termes de STT peuvent jouer sur le bénéfice en termes de champ d'écriture. Enfin on s'intéresse à l'influence du produit résistance-surface.

Le quatrième chapitre regroupe trois études en lien avec l'étape de refroidissement, et pour

lesquelles on a utilisé des mesures en temps réel. La première concerne la stabilisation de l'état écrit pendant le refroidissement de l'écriture assistée thermiquement. La seconde porte sur la dépendance en température du couplage RKKY et son lien avec la stabilité de l'état écrit et l'influence STT. Enfin on s'est intéressé à un effet thermoélectrique pouvant exister pendant l'étape de refroidissement à cause de l'effet d'asymétrie de chauffage.

Chapitre 1

Introduction aux MRAM

1.1 Le marché des MRAM

Les mémoires

Un ordinateur est un système de traitement de l'information. Pour traiter l'information, il faut pouvoir la stocker et lui faire subir des transformations. Les transformations sont effectuées par le processeur. Le stockage est effectué par les mémoires. Les mémoires interviennent à plusieurs niveaux.

- Les registres, dans le processeur, sont accessibles à chaque cycle d'horloge et servent à mener à bien les calculs.
- La mémoire cache, dans le processeur, sert à accélérer le traitement de l'information en réduisant le temps d'accès.
- La mémoire vive contient toutes les données nécessaires à faire fonctionner un programme. Elle les transmet au processeur au fur et à mesure qu'il en a besoin.
- Les données de la mémoire vive sont chargées à partir d'une mémoire de stockage, comme un disque dur.

Cette architecture résulte des spécificités des technologies de mémoire existantes. A présent, des technologies innovantes comme les MRAM proposent des augmentations de performances alliées à une non-volatilité qui ouvrent de nouvelles perspectives d'applications et d'architecture.

Volatilité

Pour faire une mémoire, il faut conserver l'information au cours du temps. Idéalement, l'information est conservée pendant un temps infini, mais en pratique ce n'est jamais le cas. On distingue alors pour les ordinateurs deux types de mémoire : mémoire volatile et mémoire non volatile. La mémoire volatile est perdue lorsque l'alimentation est éteinte. La mémoire non volatile est conservée quand l'alimentation est éteinte. Actuellement, les registres, la mémoire cache et la mémoire vive sont volatiles. Seuls les périphériques de stockage sont des mémoires non volatiles.

Technologie

Différents moyens ont été explorés pour stocker de l'information. On peut les séparer en plusieurs groupes en fonction du support physique de l'information.

Un premier groupe correspond à la gravure et l'écriture. Pour l'écriture, on vient déposer de la matière (encre sur papier), et pour la gravure on retire de la matière. Dans la gravure, on retrouve la gravure de pierre, bois, l'écriture cunéiforme ou encore le disque vinyle.

Un deuxième groupe correspond à une réorganisation des atomes dans l'espace. Le CD-RW (disque compact réinscriptible) rentre dans cette catégorie. Les mémoires à changement de phase du type PCRAM ou RRAM rentrent aussi dans cette catégorie. (On peut aussi penser à la mémoire immunitaire du corps, stockée sur des anticorps)

Une troisième catégorie correspond à un déplacement de charges électriques. La DRAM stocke des charges sur une capacité, la mémoire flash stocke des électrons sur une grille flottante de transistor entre deux isolants, la SRAM possède deux circuits possibles pour des charges. Les mémoires basées sur des charges électriques sont très importantes en informatique.

Enfin une quatrième catégorie de cette liste non exhaustive correspond à l'orientation de moments magnétiques. Cette catégorie aussi est très liée au développement de l'informatique. On trouve une des premières utilisations de moments magnétiques dans les mémoires à tores de ferrites, où le moment magnétique d'un petit aimant toroïdal est lu et changé par une ligne métallique capable de générer un champ. Plus tard, les mémoires à bulles tentaient de déplacer des bulles magnétiques stockant des bits d'information. Sont apparus ensuite les cassettes à bande magnétique, les disquettes, les disques durs et enfin les MRAM (Magnetic Random Access Memory).

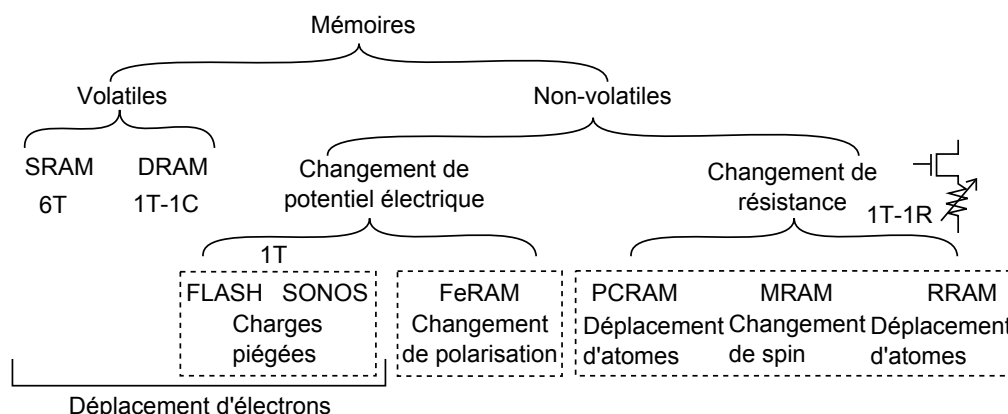


FIGURE 1.1 – Différents types de mémoires à accès aléatoire existantes et émergentes

	Mémoires émergentes				Mémoires établies	
	FRAM	MRAM/STT MRAM	PCM	RRAM	DRAM	Flash NAND
Non-Volatile	OUI	OUI	OUI	OUI	NON	OUI
Endurance (Nb cycles)	Elevée (10^{12})	Elevée (10^{15})	Moyenne (10^8)	Moyenne (10^8)	Elevée (10^{15})	Faible (10^5)
Meilleur noeud technologique produit en 2012	130nm	90 nm	45 nm	R&D	30 nm	20 nm
Taille de cellule (F^2)	Grande (15-20)	Grande/Moyenne (6-40)	Moyenne (6-12)	Moyenne (6-12)	Petite (6-10)	Très petite (4)
Vitesse d'écriture	Moyenne (100 ns)	Elevée (10ns)	Moyenne (75ns)	Moyenne (75ns)	Elevée (10ns)	Faible (10,000ns)
Puissance consommée	Basse	Moyenne/Basse	Basse	Basse	Basse	Très élevée
Coût 2012 (\$/GB)	Elevé (\$10,000/GB)	Elevé (\$1,000-100/GB)	Moyen (quelques \$/GB)	R&D	Bas (\$1/GB)	Très bas (\$0,1/GB)

FIGURE 1.2 – Comparaison des performances des différentes technologies de mémoires non volatiles, actuelles et émergentes. Source : Yole, InMRAM (2013)

Les compétiteurs : mémoires non-volatiles actuelles et émergentes

Les MRAM sont des mémoires non volatiles. Ce caractère lié à de bonnes performances en terme de densité et de temps d'accès ouvre de nouvelles perspectives d'architecture. Il existe plusieurs types de mémoires non volatiles.

Une première catégorie de mémoire non-volatile est utilisée sous forme de RAM (Random Access Memory), mémoire à accès aléatoire. Le principe de la RAM est d'avoir accès dans le même temps à n'importe quel point mémoire. Il s'agit d'une matrice de points mémoires ou bit (0 ou 1) où chaque point est adressé grâce à des multiplexeurs qui convertissent une adresse binaire en point géographique. Différentes technologies sont utilisables pour réaliser des RAM, comme montré sur la figure 1.1. La mémoire RAM non volatile utilisée actuellement à grande échelle est la mémoire Flash. Elle utilise un transistor avec deux grilles. Une des grilles peut être traversée par effet tunnel pour stocker des charges entre les deux grilles, ce qui modifie la conductivité du canal. Cette mémoire est basée sur la même technologie que les transistors, et a donc pu bénéficier des progrès en densité ($4 F^2$), ce qui a abouti au SSD (Solid-State-Drive). Elle est cependant très lente (10 μ s par écriture) et sa cyclabilité est limitée à 100 000 cycles environ ce qui convient pour les applications de stockage comme les clés USB ne permet pas de l'utiliser comme mémoire vive. Les autres RAM sont basées sur des technologies émergentes où un transistor est connecté à un système dont on peut contrôler la résistance (MRAM, RRAM, PCRAM) ou la polarisation (FeRAM). Pour ces technologies la densité est inférieure à la flash (5 à 50 F^2) mais la vitesse est bien meilleure (10ns à 100ns). On fait généralement un comparatif des performances comme sur le tableau de la figure 1.2.

Pour le stockage de masse de données, la technologie actuelle la plus répandue est le disque dur (HDD pour Hard Disk Drive) car il possède le coût le plus bas par bit (0,01 \$/GB). Il s'agit d'un disque composé de pistes magnétiques avec une succession de petits domaines magnétiques représentant des 0 et 1 en fonction de l'orientation de leur aimantation. L'aimantation est écrite et lue grâce à une tête de lecture basée sur la même technologie que la MRAM : la magnétorésistance. L'écriture est faite grâce à un champ magnétique créé par un électroaimant micrométrique dont l'entrefer générant le champ d'écriture sur le média a une dimension d'une vingtaine de nanomètres. Cette technologie est la plus économique en terme de stockage, mais le temps d'accès limité commence à être gênant pour pouvoir exploiter son volume qui atteint actuellement quelques To pour un disque (2 h à 3 h pour 1 To). C'est pour répondre à ce besoin de vitesse que le stockage SSD s'est développé. Il permet aussi de réduire la consommation électrique du disque tout en augmentant sa robustesse en supprimant toute partie mobile.

Enfin, parmi les technologies émergentes de mémoire non-volatile, on peut citer la piste mémoire magnétique (racetrack memory [2] encore en phase de recherche). Il s'agit d'une piste magnétique comprenant des parois de domaine magnétiques séparant les bits d'information. Il serait possible de naviguer dans la mémoire en déplaçant les parois¹. Cette mémoire pourrait facilement être en 3 dimensions ce qui permettrait de gagner un facteur 10 ou 100 sur la densité.

Spécificités des MRAM

Les MRAM sont rapides (temps d'accès de l'ordre de 30 ns) et fortement miniaturisables (la taille minimale est estimée à 5 à 50 F^2). Il est facile d'ajuster leur rétention en fonction du besoin et minimiser par là le courant d'écriture. Elles ont ainsi des avantages divers qui leur permettent d'adresser différents marchés. La densité augmente quand le coût par bit diminue comme on peut le voir sur le graphique de la figure 1.3. De par leurs différents avantages, les MRAM peuvent actuellement adresser les marchés à faible densité et à l'avenir aller vers de plus hautes densités.

Applications des MRAM :

Sauvegarde à la volée

Les MRAM peuvent être utilisées pour la sauvegarde à la volée. Si on doit transmettre des informations via un serveur ou vers un disque dur, si la mémoire vive chargée de ce transfert est une MRAM, en cas de crash du système, l'information n'est pas perdue grâce à l'aspect non volatile de la MRAM.

1. Avec un courant circulant longitudinalement dans le fil, exerçant un couple de transfert de spin

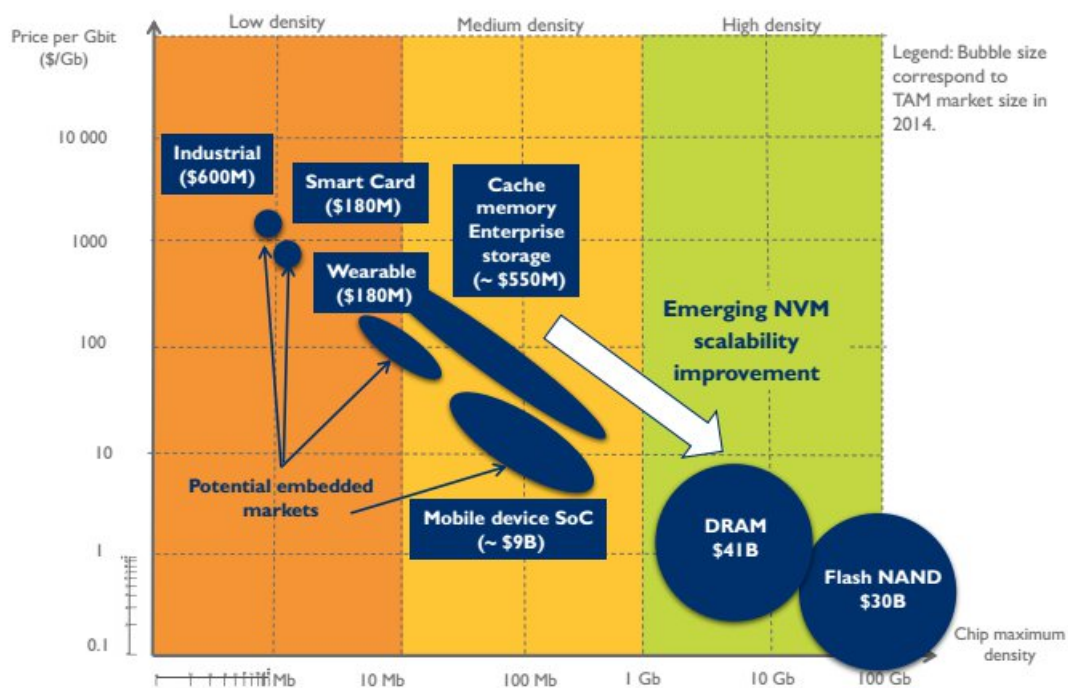


FIGURE 1.3 – Différents types de marchés en fonction de la densité des mémoires. Source : Yole (2014)

SSD ultra-rapide

Le remplacement d'une partie des disques durs par de la mémoire SSD, basée sur la flash, a permis d'accélérer le stockage de masse. La MRAM est miniaturisable et pourrait théoriquement atteindre une densité comparable à la flash. Ainsi, on pourrait accélérer encore le stockage de masse.

DRAM ou SRAM non-volatile

Des DRAMs ou SRAMs non volatiles à base de MRAMs permettraient d'envisager une électronique basse consommation dite Normally off/Instant on dans laquelle tous les blocs logiques ou mémoires inactifs à un instant donné pourraient être mis hors tension (limitant ainsi la consommation statique de ces blocs liée aux courants de fuite des transistors) et remis sous tension instantanément à la demande.

Vers de nouvelles architectures

Enfin, la MRAM combine non-volatilité et vitesse élevée, ce qui permet d'imaginer de nouvelles architectures dans lesquelles la partie logique serait immergée dans la mémoire vive non volatile. Cette vision de l'évolution de l'architecture appelée *logic in memory* est représentée dans la figure 1.4. L'aboutissement de ce genre d'architecture serait d'avoir un élément de RAM non volatile à l'interface entre le stockage et la logique, et de la mémoire non volatile intégrée à la partie logique. La RAM non volatile nécessite d'avoir une densité assez élevée, tandis que la mémoire intégrée nécessite une vitesse importante. A titre d'exemple, vu les performances relevées sur le tableau de la figure 1.2, la PCRAM et la RRAM pourraient convenir pour l'interface entre stockage et logique, tandis que la MRAM pourrait être intégrée dans la logique.

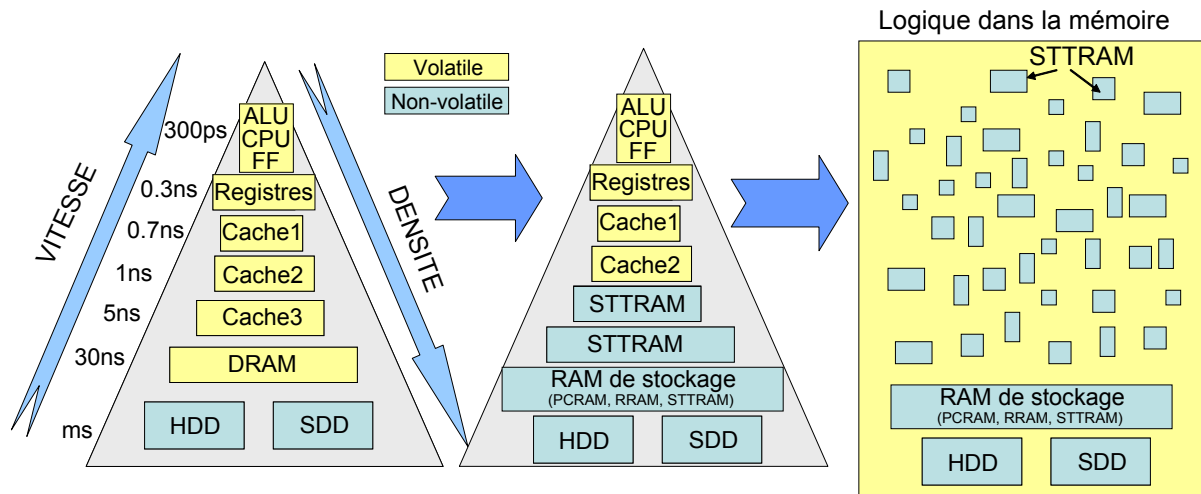


FIGURE 1.4 – Prédiction de l'évolution de la STT-MRAM dans l'architecture. Les nouvelles mémoires non volatiles font le lien entre la logique et la mémoire plus lente, plus proche du stockage de masse si leur coût est faible, plus proche de la logique si elles sont rapides. [3]

1.2 Physique de la Jonction Tunnel Magnétique

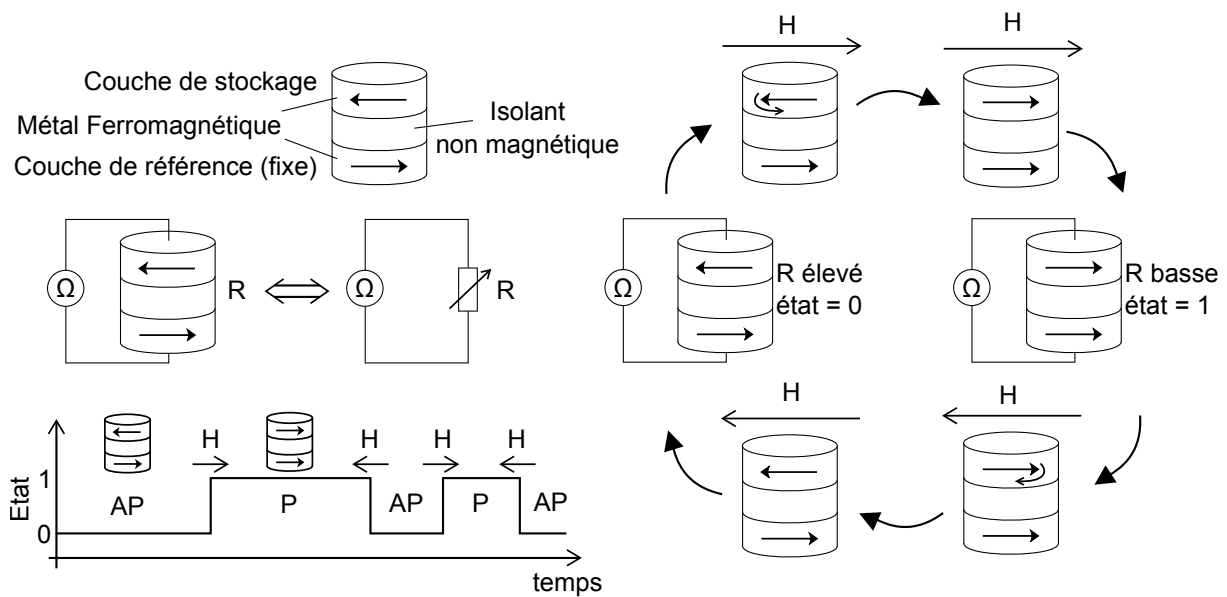


FIGURE 1.5 – Une jonction tunnel magnétique est un point mémoire résistif. On change l'état de résistance en changeant l'orientation relative des aimantations de la couche de référence et de la couche de stockage à l'aide d'un champ magnétique (ou d'un courant polarisé en spin).

Le point mémoire de la MRAM : pilier à jonction tunnel magnétique

Une jonction tunnel magnétique (JTM) est un empilement de couches minces : une couche isolante fine entre deux couches métalliques ferromagnétiques [4]. La couche isolante est suffisamment fine pour laisser passer les électrons par effet tunnel. Cet empilement est gravé en forme de pilier de façon à ce que le courant traverse les couches minces perpendiculairement au plan du dépôt (CPP pour current perpendicular to plane). La figure 1.5 montre le principe de base pour changer l'état d'une JTM. L'information est stockée dans l'orientation de l'aimantation d'une des couches ferromagnétiques (couche de stockage) tandis que l'aimantation de l'autre reste fixe (couche de référence). L'information est écrite en retournant l'aimantation de la couche de stockage, par exemple à l'aide d'un champ magnétique. En l'absence de champ

magnétique l'aimantation de la couche de stockage reste naturellement dans son état. C'est donc une mémoire non-volatile. Pour lire l'information on utilise l'effet de magnétorésistance de la JTM : les électrons qui traversent l'isolant par effet tunnel y arrivent plus facilement si la configuration relative de l'aimantation des deux couches ferromagnétiques est parallèle (P). La résistance sera alors basse, notée R_{min} , codant par exemple un 1. Si la configuration relative des deux couches magnétiques est antiparallèle (AP), la résistance sera plus élevée, noté R_{max} , codant par exemple un 0. La MRAM est donc une mémoire résistive.

Historique

Dans les MRAM, l'information est stockée dans l'orientation d'un moment magnétique. Pour exploiter un moment magnétique dans un circuit électronique, il faut convertir l'orientation du moment magnétique en charge, résistance, courant électrique... Les mémoires à tores de ferrite utilisaient un effet d'induction. Les MRAM utilisent un effet de magnétorésistance (MR), c'est à dire une relation entre l'orientation du moment magnétique et la résistance électrique. Le premier effet de MR découvert est la magnétorésistance anisotrope (AMR pour *anisotropic magnetoresistance*). L'AMR est de quelque 0,1 % et peut atteindre 5 % [5, 6] à température ambiante. Il s'agit d'un effet du couplage spin-orbite (couplage entre la trajectoire et le moment magnétique du spin dû à la charge de l'électron qui lui donne un moment magnétique orbital) qui facilite ou non le déplacement des électrons dans un matériau magnétique métallique en fonction de la direction de l'aimantation dudit matériau par rapport au courant. Cet effet a été utilisé dans les premières têtes de lecture magnétorésistives des disques durs.

L'effet de magnétorésistance géante (GMR pour *Giant Magnetoresistance*) a ensuite été découvert dans les multicouches Fe/Cr où la MR atteint 200 % à 4 K et une dizaine de % à température ambiante [7, 8]. Pour le mettre en évidence il faut faire un empilement de couches minces successivement magnétiques et non-magnétiques. Le passage des électrons est contrôlé par l'orientation relative des différentes couches magnétiques. La GMR apparait également dans un empilement de vanne de spin constitué de deux couches magnétiques séparées par une couche métallique non magnétique comme du cuivre. Un effet de 4 % [9] a été obtenu dans les premières vannes de spin et jusqu'à 20% après optimisation en géométrie de courant planaire (CIP=*current in plane*). La GMR est propre aux systèmes tout métalliques.

Des effets de magnétorésistance supérieurs ont pu être obtenu en remplaçant la couche non magnétique séparant les couches magnétiques par une barrière tunnel. Il s'agit de magnétorésistance tunnel (TMR pour *Tunneling Magnetoresistance*). Initialement la barrière tunnel était en alumine, amorphe, donnant une TMR de 10 % à température ambiante [4, 10] (elle atteint maintenant 70 %). La barrière tunnel a ensuite été remplacée par une couche cristalline de MgO. Dans ce cas l'effet de TMR à température ambiante atteint 100 % - 200 % et même plus (604 %) [11, 12] grâce à un effet de filtrage lié à la symétrie des fonctions d'ondes électroniques [13]. Ce point sera détaillé par la suite.

Les premières MRAM ont été commercialisées en 2006 par Everspin (mémoires dites Toggle-MRAM) [14]. Dans ces mémoires Toggle, la direction du moment magnétique est lue grâce à l'effet de TMR et le moment magnétique est manipulé grâce à des lignes de champ qui permettent de créer un champ magnétique. A l'instar des mémoires à tore de ferrite, il y a deux lignes de champ qui se croisent pour chaque point mémoire afin d'assurer la sélectivité [15]. Depuis, l'effet de couple de transfert de spin (STT) permettant de contrôler l'aimantation grâce au courant traversant la barrière a été découvert [16, 17]. Les STT-MRAM sont mieux miniaturisables, et le courant nécessaire est bien plus faible que celui qu'il faut pour générer un champ magnétique.

Pour résoudre entre autre le problème de sélectivité lié à l'utilisation de champs magnétiques orthogonaux, une nouvelle méthode d'écriture a été proposée, basée sur l'assistance thermique [18, 19]. Dans l'écriture assistée thermiquement, un courant traverse la barrière tunnel pour chauffer la JTM par effet Joule. Ensuite, un champ magnétique est appliqué et seule la ou les jonctions qui ont été sélectivement chauffées vont changer d'état sous l'action du champ magnétique.

1.2.1 Matériaux magnétiques et anisotropies

Magnétisme

Le champ magnétique est couplé au champ électrique dans les équations de Maxwell. Ces équations décrivent le champ électromagnétique dans le vide mais n'expliquent pas le magnétisme de la matière. Pour décrire la matière il faut faire appel à la mécanique quantique. La théorie qui décrit le champ électromagnétique d'un point de vue quantique est l'électrodynamique quantique. Dans ce cadre à la fois quantique et relativiste, les particules ont une nouvelle propriété, le spin. Il s'agit d'un nombre s qui peut prendre plusieurs valeurs entières ou demi-entières, auquel est associé un opérateur \vec{S} qui est l'analogue d'un moment cinétique \vec{L} . De la même façon qu'à un moment cinétique est associé un moment magnétique orbital, au spin est associé un moment magnétique de spin $\vec{\mu} = (gq/2m)\vec{S}$ où g est le facteur de Landé, q est la charge de la particule, et m sa masse. L'électron de charge $q = e$ a un spin $s = 1/2$, donc $\mu_e = g e \hbar / 4 m_e$. $\mu_B = e \hbar / 2 m_e$ est le magnéton de Bohr, or comme pour l'électron $g \approx 2$, son moment magnétique de spin vaut $\mu_e \approx \mu_B$.

En réalité, dans le cas général l'état quantique de spin d'un électron sera la superposition des deux états possibles $|\nearrow\rangle = a|\uparrow\rangle + b|\downarrow\rangle = (a, b)$ où $a^2 + b^2 = 1$. La valeur de l'observable $\vec{S} = (S_x, S_y, S_z)$ se déduit de l'état quantique de spin grâce aux matrices de Pauli. Par exemple $S_x = 2ab$, $S_y = 0$ et $S_z = a^2 - b^2$, ce qui n'est pas trivial. Il n'y a pas d'analogie simple avec la mécanique classique pour décrire le moment magnétique de spin des électrons dans un champ magnétique ou dans un matériau magnétique. Cependant, on peut remarquer que si on fait un demi-tour dans l'espace réel $\vec{S} = (0, 0, 1) \rightarrow (0, 0, -1)$, alors c'est qu'on a changé d'état quantique de spin : $|\nearrow\rangle = (1, 0) \rightarrow (0, 1)$.

Magnétisme de la matière

Tout matériau est magnétique! En effet, dans tout matériau les électrons orbitent autour des noyaux. Comme ils portent une charge, il y a un moment magnétique orbital associé à leur moment cinétique orbital. Ce moment magnétique orbital est nul en moyenne, mais en présence d'un champ magnétique les moments magnétiques orbitaux de tous les électrons ont tendance à s'aligner pour s'opposer au champ magnétique : c'est le diamagnétisme.

Dans certains matériaux, les atomes portent des moments magnétiques non nuls. En champ nul, ces moments sont désorganisés et le moment magnétique moyen dans une assemblée d'atomes est nul. En présence d'un champ magnétique, ces moments s'alignent et un moment magnétique global apparaît, c'est le paramagnétisme.

Le ferromagnétisme et l'antiferromagnétisme sont des états organisés de ces moments magnétiques en l'absence de champ magnétique, et sous une certaine température d'ordre. A cause du principe d'exclusion de Pauli, il existe un couplage qui force l'orientation parallèle ou antiparallèle des moments magnétiques voisins. Ce couplage peut s'écrire :

$$E = J \vec{S}_i \vec{S}_j \quad (1.1)$$

Si le couplage d'échange force l'orientation parallèle ($J < 0$), il s'agit de ferromagnétisme et la matière porte un moment magnétique macroscopique non-nul en champ nul. Si le couplage d'échange force l'orientation antiparallèle ($J > 0$) il s'agit d'antiferromagnétisme ou de ferrimagnétisme. Dans le cas de l'antiferromagnétisme, les moments voisins ont la même valeur et le moment magnétique macroscopique est nul. Si ce n'est pas le cas il s'agit de ferrimagnétisme, et le moment magnétique global est non nul.

Ainsi, comme la matière porte un moment magnétique, le champ magnétique a deux termes :

$$B = \mu_0(M + H) \quad (1.2)$$

Où M est l'aimantation. Dans un matériau ferromagnétique, l'énergie d'échange sera minimale quand tous les moments magnétiques sont parallèles. L'aimantation est alors maximale, dite aimantation à saturation : $M = M_s$.

Cette vision du magnétisme sous forme de moments magnétiques voisins qui sont couplés ou non correspond au magnétisme localisé. Dans le cas des métaux, les électrons sont libres et la modélisation plus exacte est le magnétisme itinérant dans le cadre de la théorie des bandes.

Effet de la température sur l'aimantation

La loi de Curie-Weiss décrit la dépendance de l'aimantation avec la température pour un matériau ferromagnétique. Elle est due à la compétition entre l'énergie d'échange J et l'énergie d'agitation thermique $k_B T$. Il existe une température de Curie T_C au-dessus de laquelle l'aimantation devient nulle et les matériaux se comportent comme des matériaux paramagnétiques.

Pour un matériau antiferromagnétique, cette température de transition vers l'état paramagnétique est appelée température de Néel T_N .

Anisotropie magnétocristalline

L'aimantation a une ou des directions préférentielles imposées par le réseau cristallin. C'est l'anisotropie magnétocristalline. Elle est due au couplage spin-orbite. C'est un couplage entre le moment magnétique de spin et le moment magnétique orbital. Comme le moment magnétique orbital a les symétries du cristal, le moment magnétique de spin (qui porte l'essentiel de l'aimantation dans les matériaux utilisés), est lui aussi sensible aux symétries du cristal. Ainsi pour un cristal de symétrie cubique comme CoFe ou NiFe, l'énergie d'anisotropie magnétocristalline doit être invariante par changement de l'aimantation ($m_x \leftrightarrow m_y \leftrightarrow m_z \leftrightarrow m_x$), et doit donc être de la forme :

$$E = K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 \quad (1.3)$$

Souvent, les échantillons préparés par pulvérisation cathodique sont polycristallins. A ce moment là les axes cristallographiques peuvent être orientés de façon aléatoire d'un grain à l'autre de sorte qu'en moyenne l'anisotropie d'origine magnétocristalline ne joue pas un grand rôle dans ces systèmes hormis créer de la dissipation.

En pratique, on observe généralement une anisotropie uniaxiale. Cela peut être dû à une contrainte dans le matériau induite pendant le dépôt ou le recuit en présence d'un fort champ magnétique, ou des phénomènes d'ordre de paires dans les alliages NiFe ou CoFe comme décrit par Néel [20]. En effet, le recuit des échantillons est généralement fait sous un champ de 1T. Dans ce cas, l'anisotropie est de la forme :

$$E = K \sin^2 \theta \quad (1.4)$$

Où θ est l'angle entre l'axe préférentiel (dit axe facile) et l'aimantation.

Anisotropie de forme

L'interaction entre deux moments magnétiques, ou couplage dipolaire peut devenir une source d'anisotropie suivant la forme de l'échantillon.

La forme de l'échantillon contrôle la répartition des moments magnétiques qui le compose, et l'interaction entre eux. Ce couplage fait apparaître à l'échelle d'un échantillon un champ démagnétisant. Le champ démagnétisant est dû au fait que l'aimantation crée une induction magnétique $\vec{B} = \mu_0 \vec{M}$ de divergence non nulle. Selon la loi de Maxwell-Gauss on doit avoir $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ donc il existe un champ appelé champ démagnétisant H_d , tel que $\nabla \cdot \vec{H}_d = -\nabla \cdot \vec{M}$. Ainsi, il existe un tenseur de rang 2 N_{ij} tel que :

$$\vec{H}_d = -N_{ij} \vec{M} \quad (1.5)$$

Ce champ démagnétisant tend à réduire les zones où les lignes de champ traversent la surface de l'échantillon perpendiculairement. Ainsi si l'échantillon n'a pas une forme isotrope, le champ démagnétisant va forcer l'aimantation à avoir certaines directions privilégiées. Par exemple, pour

un échantillon parallélépipédique ayant ses trois dimensions différentes, le champ démagnétisant favorise l'orientation de l'aimantation suivant le grand axe du parallélépipède. Enfin, le champ démagnétisant est uniforme uniquement pour des ellipsoïdes.

Aimantation non uniforme et hypothèse macrospin

Le couplage dipolaire tend à orienter les moments magnétiques de façon antiparallèle. Ainsi, dans un matériau ferromagnétique, le couplage dipolaire entre deux moments magnétiques est de signe opposé au couplage d'échange. La compétition entre les deux énergies fait apparaître des configurations non uniformes de l'aimantation. Il peut exister par exemple des états C, S, des parois ou des vortex. La dimension caractéristique sur laquelle l'aimantation se déforme est appelée longueur d'échange dipolaire :

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (1.6)$$

Où A est la constante d'échange (en J/m), μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et M_s est l'aimantation à saturation. La longueur d'échange dipolaire vaut typiquement 3 nm dans CoFe ou NiFe [21].

Au-delà d'une certaine taille, l'énergie due au couplage dipolaire peut devenir trop importante si l'aimantation est uniforme ou presque, et il est alors favorable de former des domaines magnétiques afin de fermer les lignes de champ. La zone où l'aimantation est non uniforme entre deux domaines est appelée paroi de domaine. Cette zone d'aimantation non uniforme a un coût en énergie d'échange. L'étendue de cette zone va dépendre alors de l'anisotropie. Si celle-ci est négligeable, l'aimantation peut être non uniforme sur l'ensemble de l'échantillon (par exemple un vortex), ou la paroi peut être de taille limitée afin de favoriser la fermeture des lignes de champ. Si l'anisotropie est prépondérante, la longueur de paroi est donnée par :

$$\lambda = \pi \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (1.7)$$

La longueur de paroi est typiquement 20 μm dans NiFe et 50 nm dans CoFe à cause de sa plus grande anisotropie [21].

La formation de domaines magnétiques peut aussi être due à un surplus d'énergie apportée au système lorsqu'on souhaite retourner l'aimantation. Une paroi de domaine est alors nucléée et va se propager jusqu'à être expulsée, laissant l'aimantation dans la direction souhaitée sur tout l'échantillon.²

Lorsque l'échange A est suffisamment fort pour que les longueurs d'échange dipolaires et les longueurs de paroi soient grandes par rapport aux dimensions de l'échantillon, l'aimantation est approximativement uniforme sur le volume V de l'échantillon. On peut alors la considérer comme un unique moment magnétique d'amplitude fixe $\mu = M_s V$. Il s'agit de l'approximation macrospin.

1.2.2 Couplage d'échange ferromagnétique/antiferromagnétique

En électronique de spin, on a souvent besoin d'une couche d'aimantation fixe servant de référence pour la polarisation en spin des électrons. Pour cela un effet très intéressant est le couplage ferromagnétique/antiferromagnétique [24]. Lorsqu'on met en contact une couche ferromagnétique et une couche antiferromagnétique, le cycle magnétique de la couche ferromagnétique est décalé comme montré sur la figure 1.6.

2. Lorsqu'on sort de l'hypothèse macrospin, un certain nombre d'effets peuvent apparaître comme une dépendance du courant critique STT avec la constante d'échange [22], ou une diminution de la cohérence des oscillations entretenues par STT [23].

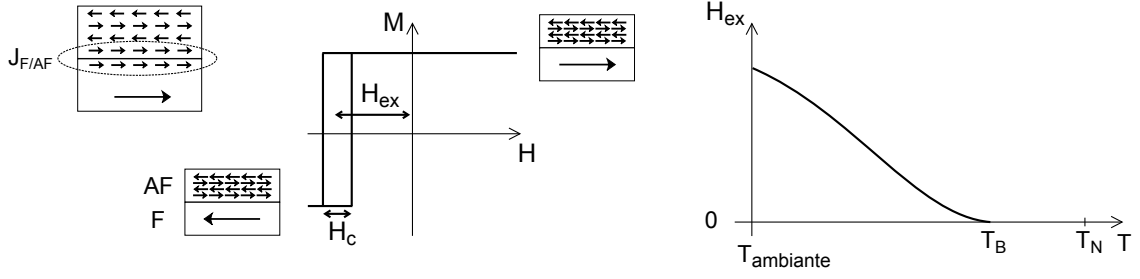


FIGURE 1.6 – Décalage du cycle magnétique d’une couche ferromagnétique couplée à une couche antiferromagnétique. Le champ d’échange H_{ex} diminue avec la température et s’annule à la température de blocage $T_B < T_N$.

Un champ effectif H_{ex} apparait pour la couche ferromagnétique dont l’aimantation fait un angle θ avec les spins de la couche antiferromagnétique apportant une contribution à l’énergie de la couche ferromagnétique du type [24] :

$$E = -J_{\text{F/AF}} \cos(\theta) = -\mu_0 M_s H_{\text{ex}} \cos(\theta) \quad (1.8)$$

où $J_{\text{F/AF}}$ est l’énergie uniaxiale apparente résultant du couplage avec tous les grains de la couche antiferromagnétique, et θ est l’angle entre l’aimantation de la couche ferromagnétique et son axe d’anisotropie supposé aligné avec l’axe d’anisotropie moyen de l’AF.

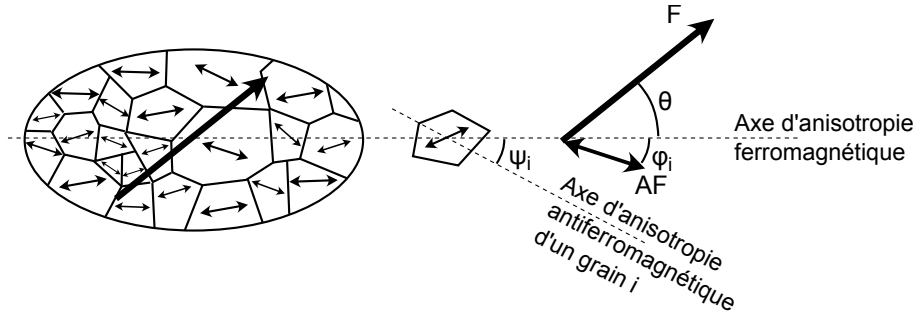


FIGURE 1.7 – Représentation schématique de l’orientation des spins des grains d’une couche antiferromagnétique, leur axe d’anisotropie et l’aimantation de la couche ferromagnétique, par rapport à l’axe d’anisotropie de la couche ferromagnétique

En réalité, le mécanisme sous-jacent fait intervenir le couplage d’échange direct à l’interface ferromagnétique/antiferromagnétique et l’anisotropie de la couche antiferromagnétique. Quand un champ magnétique est appliqué, il exerce un couple sur la couche ferromagnétique, mais pas sur la couche antiferromagnétique qui y est insensible. En pivotant sous l’action du champ, les spins ferromagnétiques exercent un couple sur les spins antiferromagnétiques à l’interface via l’échange direct. L’anisotropie de la couche antiferromagnétique empêche (jusqu’à un certain point) le retournement de ses spins. Ceux-ci exercent alors un couple réciproque sur l’aimantation de la couche ferromagnétique. La couche antiferromagnétique est composée de grains comme sur la figure 1.7. Si ϕ_i est l’angle entre les spins de la couche antiferromagnétique et l’axe d’anisotropie de la couche ferromagnétique, ψ_i est l’angle entre l’axe d’anisotropie de la couche antiferromagnétique et l’axe d’anisotropie de la couche ferromagnétique, i étant l’indice sur les N grains antiferromagnétiques [25], l’énergie de la couche antiferromagnétique est la somme de celle de ses grains :

$$E_{\text{AF}} = \sum_{i=1}^N -A_{\text{F/AF}} S_i \cos(\theta - \phi_i) + K_{\text{AF}} V_i \sin^2(\phi_i - \psi_i) \quad (1.9)$$

Où $A_{\text{F/AF}}$ est l’énergie locale de couplage direct à l’interface ($J_{\text{F/AF}}$ de l’équation 1.8 est le couplage global) et K_{AF} est l’anisotropie antiferromagnétique, S_i et V_i la surface et le volume

de chaque grain. D'une façon plus générale :

$$E_{\text{AF}} = \sum_{i=1}^N -A_{\text{F/AF}} S_i (\vec{M} \cdot \vec{S}_i) - K_{\text{AF}} V_i (\vec{n}_i \cdot \vec{S}_i)^2 \quad (1.10)$$

où \vec{S}_i est le vecteur unitaire de l'orientation des spins d'un grain AF, \vec{n}_i le vecteur unitaire de son axe d'anisotropie et \vec{M} le vecteur unitaire de l'aimantation de la couche ferromagnétique. Cette équation permet de trouver l'orientation des grains de l'AF ϕ_i . Puis, on trouve la contribution à l'énergie de la couche ferromagnétique avec la formule :

$$E = -J_{\text{F/AF}} \cos(\theta) = \sum_{i=1}^N A_{\text{F/AF}} S_i \cos(\theta - \phi_i) = \sum_{i=1}^N A_{\text{F/AF}} S_i (\vec{M} \cdot \vec{S}_i) \quad (1.11)$$

La propriété très intéressante de ce couplage est qu'on peut le contrôler par un chauffage suivi d'une phase de refroidissement sous champ. En chauffant, le champ d'échange H_{ex} décroît comme représentée sur la figure 1.6 et mesuré au VSM sur la figure 1.8. La couche ferromagnétique devient insensible à la présence de la couche antiferromagnétique lorsque la température atteint la température de blocage $T_B < T_N$. Si on refroidit la couche antiferromagnétique sous la T_B en orientant la couche ferromagnétique dans une direction donnée avec un champ magnétique, les spins de la couche antiferromagnétique se bloquent dans une direction déterminée par les spins de la couche ferromagnétique à l'interface. Le cycle d'hystérésis est alors décalé de sorte que l'état en champ nul est celui qui était imposé par le champ à $T > T_B$ ³.

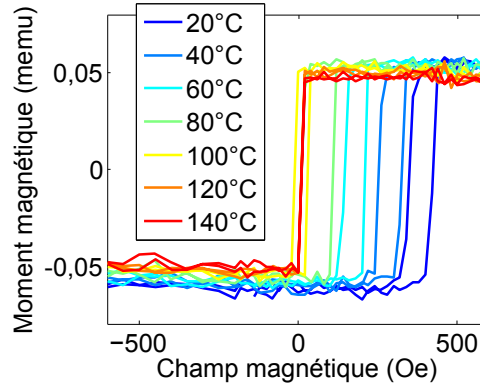


FIGURE 1.8 – Mesure VSM du cycle d'aimantation d'une couche ferromagnétique couplée à une couche antiferromagnétique. Le décalage du cycle décroît avec la température.

Le mécanisme par lequel la couche ferromagnétique devient insensible à la présence de la couche antiferromagnétique fait intervenir le caractère granulaire des matériaux antiferromagnétiques [25, 27]. Chaque grain a une stabilité propre par rapport à l'agitation thermique qui lui confère une température de blocage T_B (au sens de Néel-Brown [28]) au-delà de laquelle il devient superparamagnétique.

En réalité, la température de blocage des grains est distribuée [30, 31] (à cause de la diversité du volume des grains etc ...) de sorte qu'à température ambiante une partie des grains est superparamagnétique, une partie des grains peut se retourner sous l'action du champ magnétique en contribuant à la coercitivité et une partie seulement piège effectivement l'aimantation de la couche ferromagnétique (Figure 1.9). La référence [29] propose qu'il y ait une quatrième catégorie de grains dont le volume est trop gros pour pouvoir être débloqués. Ainsi la température de blocage serait une température de blocage effective⁴.

Cette distribution de la température de blocage des grains explique la diminution en température du décalage du cycle H_{ex} représenté sur la figure 1.6. Des théories plus complexes ont été

3. Il s'agit de couplage d'échange F/AF négatif car le champ de décalage du cycle d'hystérésis est opposé au champ de refroidissement. Il existe aussi un couplage d'échange F/AF positif pour lequel le champ de décalage est du même signe que le champ de refroidissement [26]

4. Ce modèle explique la relation entre l'épaisseur de la couche antiferromagnétique et le champ d'échange

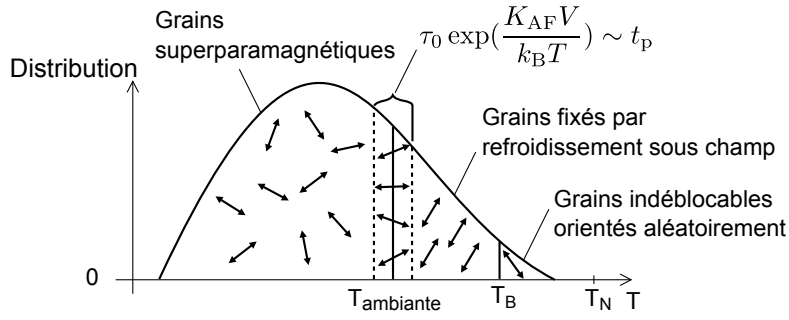


FIGURE 1.9 – Représentation schématique de la distribution de température de blocage des grains d'une couche antiferromagnétique. D'après [25] et [29].

développées pour mieux rendre compte de certaines spécificités, en faisant intervenir notamment les parois de domaine dans l'épaisseur de la couche antiferromagnétique [32, 33].

1.2.3 Courant polarisé en spin

Magnétisme itinérant

Comme mentionné plus haut, la vision d'une aimantation où les moments magnétiques sont localisés sur les atomes n'est pas toujours exacte. Dans les matériaux comme le cobalt ou fer, le moment magnétique est porté par les électrons de valence d qui sont aussi les électrons de conduction. Pour les décrire correctement, il faut considérer la théorie des bandes. C'est ce que fait le modèle de Stoner [34] pour lequel il y a compétition entre l'énergie d'échange et l'énergie cinétique : l'énergie d'échange pousse les électrons à avoir le même état de spin, mais ils doivent alors occuper des états d'énergie supérieur ce qui augmente l'énergie cinétique. Si la réduction d'énergie due à l'échange U est supérieur au gain d'énergie cinétique, il y a un ordre ferromagnétique qui apparaît. L'ordre ferromagnétique apparaît si le critère de Stoner $D(E_F)U/2 > 1$ est respecté, où $D(E_F)$ est la densité d'états au niveau de Fermi.

Dans un matériau ferromagnétique, il y a plus d'électrons avec un état de spin que l'autre. C'est le spin majoritaire. Cela a assez intuitivement un effet sur le courant qui traverse le matériau. En effet, les densités d'état au niveau de Fermi et les vitesses de Fermi ne sont plus les mêmes entre les deux spin, et un des deux spin va participer davantage au courant.

TMR, Barrière tunnel amorphe

La TMR se traduit par le fait que dans une JTM, la résistance va dépendre du sens relatif des aimantations des deux couches ferromagnétiques. Généralement, elle sera plus faible quand les aimantations sont parallèles. Les électrons se polarisent en spin en traversant la première couche magnétique. Puis ils traversent la barrière et vont pouvoir passer plus ou moins facilement à travers la seconde couche magnétique en fonction de son orientation. Cet effet a d'abord été mis en évidence lorsque la séparation entre les couches magnétiques était métallique (GMR), puis dans le cas où c'est un isolant suffisamment fin pour être traversé par effet tunnel. L'effet de magnétorésistance tunnel ne s'explique pas de la même façon dans le cas où la barrière est un oxyde amorphe et dans le cas où elle est cristalline. Comme nos barrières tunnel sont polycristallines, leur comportement est certainement un mélange des deux.

La TMR se définit par :

$$TMR = \frac{G_P - G_{AP}}{G_{AP}} \quad (1.12)$$

Où $G_{P/AP}$ est la conductance dans l'état P ou l'état AP. Si les électrons ne changent pas de spin en traversant la barrière (hypothèse balistique), leur probabilité de passage est donnée par la règle d'or de Fermi :

$$\begin{aligned} G_P &\propto n_G^\uparrow n_D^\uparrow + n_G^\downarrow n_D^\downarrow \\ G_{AP} &\propto n_G^\uparrow n_D^\downarrow + n_G^\downarrow n_D^\uparrow \end{aligned} \quad (1.13)$$

Où $n_{G/D}^{\uparrow/\downarrow}$ est la densité d'états dans l'état \uparrow ou \downarrow , dans l'électrode de gauche G ou de droite D .

Alors en définissant la polarisation par $P_{G/D} = \frac{n_{G/D}^{\uparrow} - n_{G/D}^{\downarrow}}{n_{G/D}^{\uparrow} + n_{G/D}^{\downarrow}}$:

$$TMR = \frac{2P_G P_D}{1 - P_G P_D} \quad (1.14)$$

Pour connaitre la forme exacte de la conductance et donc de la polarisation à utiliser, il faut poser le problème d'un électron libre traversant une barrière tunnel de façon balistique [35, 36]. La conductance a une dépendance avec l'angle θ entre les aimantations des couches magnétiques de chaque côté de l'isolant. Cette relation est :

$$G = \frac{G_P + G_{AP}}{2} + \frac{G_P - G_{AP}}{2} \cos(\theta) \quad (1.15)$$

TMR, barrière tunnel cristalline

Dans le cas d'une JTM cristalline, les états de Bloch ont les symétries du cristal. Il se produit alors un phénomène de filtrage des états par le MgO qui accroît la TMR, comme on peut le voir sur la figure 1.10 pour un empilement Fe/MgO/Fe. Il en résulte que seuls les états Δ_1 parviennent à traverser la barrière. Ces états ont pour autre propriété d'être complètement polarisés dans le fer, ce qui permet une grande variation de courant entre la configuration parallèle et la configuration antiparallèle. Ainsi, le rôle du MgO cristallin est de sélectionner les états complètement polarisés du fer.

Les barrières tunnel que nous utilisons sont CoFeB/MgO/CoFeB. Dans la structure de bande de CoFe, il n'y a pas d'états de spin minoritaire au niveau de Fermi, mais seulement un état Δ_1 de spin majoritaire [37], ce qui accentue le filtrage. Le cobalt est aussi suspecté d'éviter la formation d'oxyde FeO, tandis que le rôle du bore du CoFeB serait simplement de rendre les couches métalliques amorphes, ce qui améliore la cristallisation du CoFe et du MgO pendant le recuit [38].

D'autres oxydes peuvent être envisagés pour la barrière tunnel, par exemple le titanate de strontium SrTiO₃ ou de plomb PbTiO₃, ou le sélénure de zinc ZnSe. La théorie a prédit une TMR pouvant atteindre 3000 % pour SrTiO₃, mais le maximum reporté dans la littérature à température ambiante est de 13 % [39].

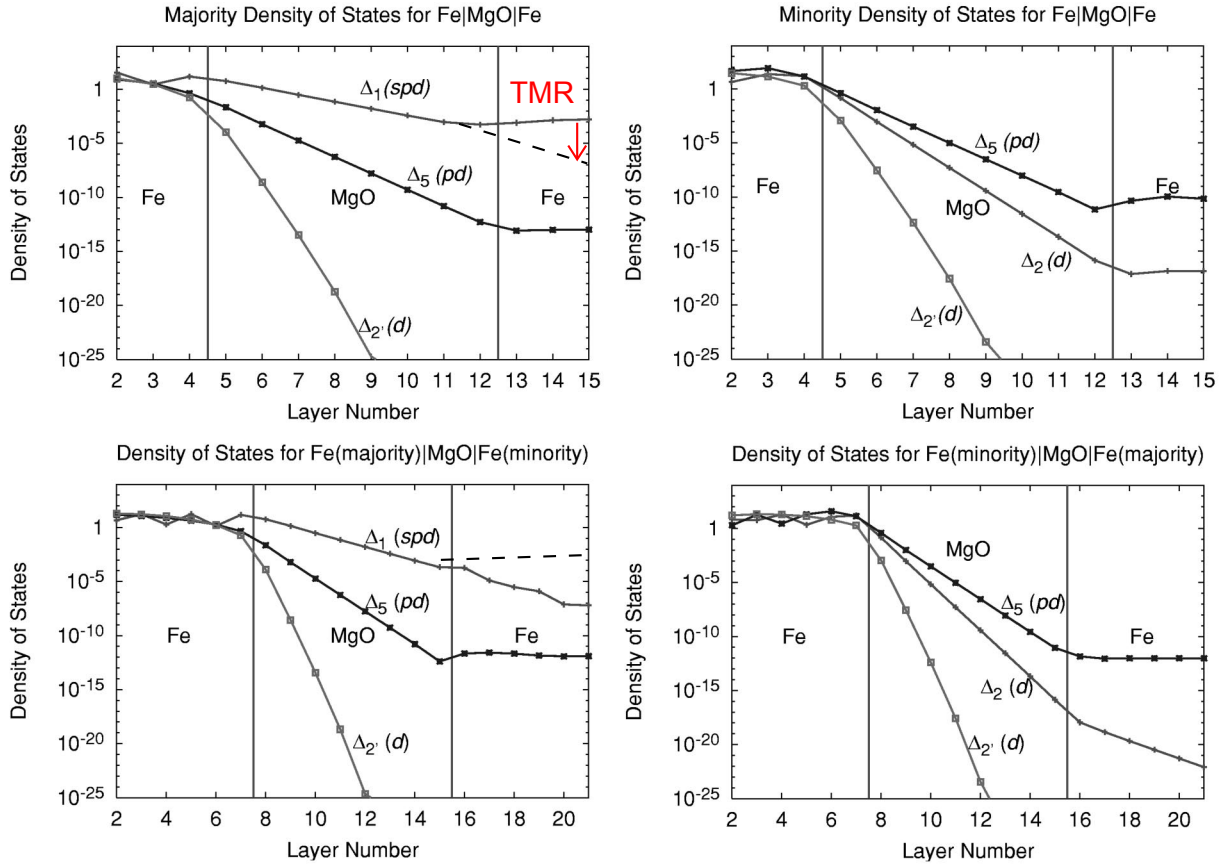


FIGURE 1.10 – Densité d'états de Bloch pour Fe/MgO/Fe. Les quatre graphiques montrent la densité d'états pour les spin majoritaires (en haut à gauche), les spin minoritaires (en haut à droite), et l'alignement antiparallèle des moments dans les électrodes (en bas). Les états participants majoritairement à la conduction sont ceux de spin majoritaire. Pour voir la différence de conduction entre l'état parallèle et l'état antiparallèle, on reporte la valeur de la densité d'état dans l'électrode de droite de l'état de Bloch majoritaire. La différence indiquée par une flèche rouge est à l'origine de la TMR. Tiré de [13]

1.2.4 Couple de transfert de spin

Le courant se polarise en spin en traversant un matériau ferromagnétique, c'est un effet de l'aimantation sur la polarisation en spin du courant. Le couple de transfert de spin peut se comprendre comme l'action réciproque : lorsqu'un courant polarisé en spin traverse une couche ferromagnétique, il agit sur l'aimantation.

Ainsi, dans une jonction tunnel magnétique traversée par un courant, celui-ci va se polariser en traversant la première électrode et exercer un couple sur l'aimantation de la seconde. En réalité, les aimantations des deux électrodes vont interagir avec le courant en le polarisant et en subissant un couple. Le sens (signe) de ce couple pour chaque couche dépend de la direction de l'aimantation de l'autre couche. Ce sens n'est pas trivial, et peut changer en fonction de la tension à cause d'effets subtiles de la structure de bandes [40]. Dans le cas le plus simple, on considère que les électrons traversent une couche puis l'autre. Ils appliquent sur l'aimantation de la seconde couche un couple qui tend à l'orienter dans la même direction que la première comme sur la figure 1.11. Il y a alors un couple exercé sur l'aimantation de la première couche de façon à la faire tourner dans le même sens. Si on change le sens du courant, la situation est symétrique.

Pour que l'aimantation d'une seule des couches se retourne, il faut fixer l'aimantation de l'autre avec par exemple une forte anisotropie, propre, ou héritée du couplage d'échange avec une couche antiferromagnétique. Cette couche est appelée polariseur et son aimantation est notée \vec{P} . Vu le sens du couple représenté sur la figure 1.11, on peut alors choisir l'état P ou AP en

fonction de la polarité du courant. Ainsi, pour la suite, on définit la polarité positive comme celle pour laquelle les électrons vont de l'électrode de référence vers l'électrode de stockage autrement dit en appliquant une tension positive sur l'électrode de stockage si l'électrode de référence est à la masse. Alors la polarité positive favorise l'état P et la polarité négative favorise l'état AP.

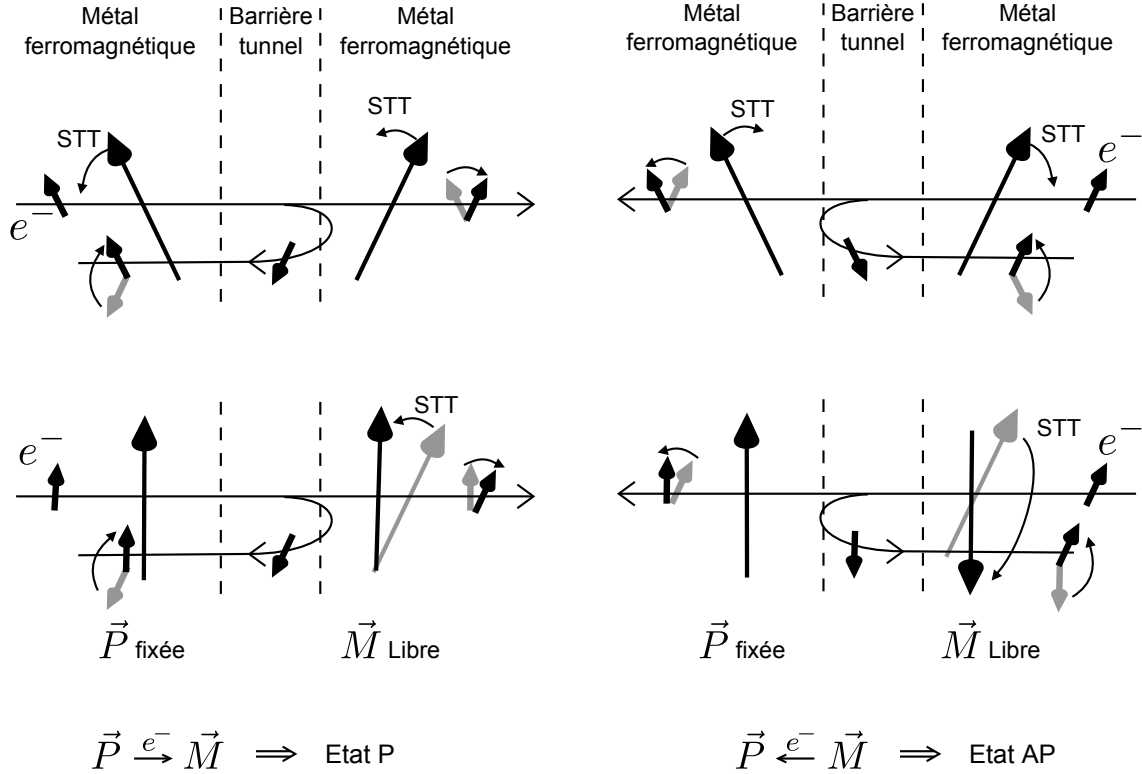


FIGURE 1.11 – En haut - Représentation du couple de transfert de spin planaire dans le cas le plus simple. En bas - Si une des aimantations est fixée, la polarité du courant contrôle l'état final.

Un premier modèle permettant de décrire le couple de transfert de spin est celui d'un électron libre qui conserve son état de spin (hypothèse balistique) [35]. D'abord, on calcule la densité de courant de spin à partir des équations de continuité aux interfaces ferromagnétique/isolant. Ensuite, l'équation de conservation pour la densité de courant de spin Q s'écrit normalement $\vec{\nabla} Q = 0$. Cependant, le calcul montre que ce n'est pas le cas. Donc on dit que la densité de spin perdue par le courant est transmise à la matrice. On définit alors le couple de transfert de spin comme [41] :

$$\vec{T} = \vec{\nabla} Q = \frac{J_{sd}}{\hbar} \vec{S}_d \times \vec{s}(r, t) \quad (1.16)$$

Où J_{sd} est le couplage entre les électrons s et les électrons d, \vec{S}_d est le moment des électrons d et \vec{s} le moment des électrons s. En effet, le transfert du couple doit se faire grâce au couplage entre la matrice et le courant, or les électrons responsables du courant sont essentiellement les électrons s et les électrons d sont essentiellement localisés.⁵

Le couple de transfert de spin peut faire changer la direction de l'aimantation, mais pas son amplitude. Un couple \vec{T} agissant sur l'aimantation s'écrit par analogie avec la mécanique classique :

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{T} \quad (1.17)$$

Partant de là, il y a deux composantes possibles dans le plan orthogonal à l'aimantation. La première composante est dans le plan défini par le vecteur polarisation du courant et le vecteur

5. Le mécanisme complet fait intervenir une précession du spin des électrons polarisés autour de l'aimantation de l'électrode d'arrivée. Le couple net résulte de l'intégration sur la surface de Fermi.

de l'aimantation qui subit le couple [42] :

$$\begin{aligned}\vec{T}_{||} &= -\mu_0 a_{||} \vec{m} \times \vec{m} \times \vec{P} \\ a_{||} &= \frac{\hbar \eta}{2e\mu_0} \frac{J}{M_s t}\end{aligned}\quad (1.18)$$

Où \vec{P} est le vecteur unitaire de la polarisation en spin du courant, η est la polarisation du courant entre 0 et 1, J est la densité de courant, et M_s et t sont l'aimantation et l'épaisseur de la couche traversée par le courant. On obtient bien un couple favorisant l'état P lorsque J est positif. $T_{||}$ est appelé couple de transfert de spin planaire, ou STT planaire.

La deuxième composante est perpendiculaire au plan de la polarisation du courant et de l'aimantation :

$$\begin{aligned}\vec{T}_{\perp} &= \mu_0 a_{\perp} \vec{m} \times \vec{P} \\ a_{\perp} &= c_0 + c_1 V + c_2 V^2\end{aligned}\quad (1.19)$$

Où c_0 , c_1 et c_2 sont des paramètres qui dépendent de la nature des électrodes ferromagnétiques. T_{\perp} est appelé couple de transfert de spin perpendiculaire, ou STT perpendiculaire. Cette deuxième composante n'est pas négligeable dans les JTM planaire [43,44]. Cela vient du fait que l'effet tunnel sélectionne les électrons dont le vecteur d'onde est orthogonal à la barrière tunnel et évite des interférences destructives entre les électrons avec des trajectoires très inclinées.

Il faut noter que le STT est un effet mutuel entre les aimantations des couches ferromagnétiques de la JTM. Donc les deux couches ferromagnétiques de la JTM subissent en première approximation un couple égal et opposé. C'est l'aimantation de la couche la moins stable qui peut osciller et se retourner. Mais le polariseur est aussi excité par le couple réciproque, et cette excitation peut être étudiée dans des expériences de résonance ferromagnétique [45].

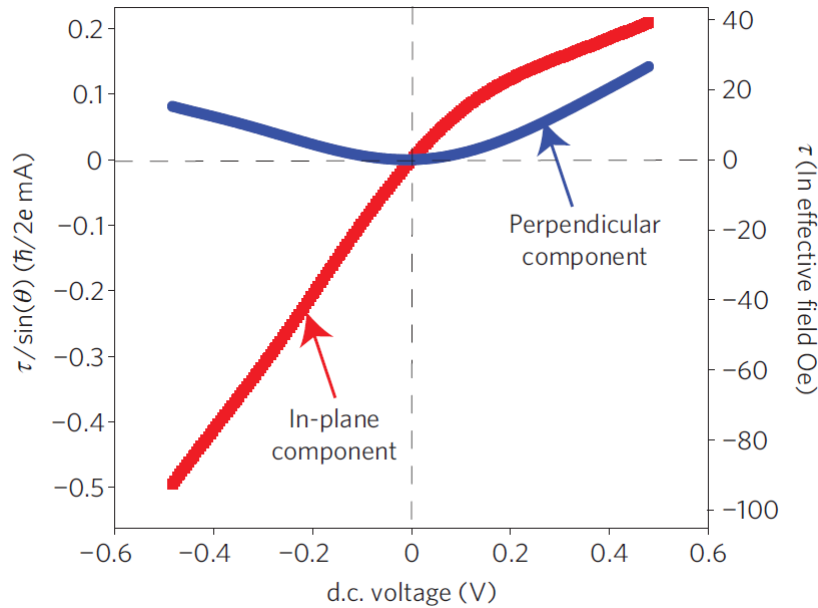


FIGURE 1.12 – Mesure des dépendances en tension des deux composantes du couple de transfert de spin. Extrait de [46]

Les valeurs de $a_{||}$ et a_{\perp} , et leur dépendance en tension ont été mesurées [44,46–48] en reliant l'amplitude des oscillations créées par STT à la dérivée du couple de transfert de spin. Un exemple est donné dans la figure 1.12. Le couple planaire y est majoritairement une fonction impaire de la tension. Ici, on voit aussi un changement de pente entre les tensions positives et négatives, mais généralement le terme $a_{||}$ est considéré linéaire avec la tension [49,50]. Quant au couple perpendiculaire, on voit sur la figure 1.12 qu'il est essentiellement une fonction parabolique de la tension. Ainsi la forme la plus standard pour les deux composantes du couple de transfert de spin est :

$$\begin{aligned} a_{\parallel} &= aV \\ a_{\perp} &= c_0 + c_2 V^2 \end{aligned} \quad (1.20)$$

Il faut noter que la théorie prévoit différentes dépendances pour a_{\parallel} et a_{\perp} en fonction de la structure de bande des deux électrodes [40,51]. Notamment, il peut y avoir un terme en V^2 pour a_{\parallel} et un terme en V pour a_{\perp} .⁶

Couplage d'échange intercouches - RKKY

Ce couplage tient son nom de Ruderman, Kittel, Kasuya et Yoshida. Ces chercheurs ont initialement étudié le couplage entre les moments magnétiques de deux noyaux éloignés, via des électrons de conduction. Nos systèmes sont des couches fines ferromagnétiques. Si on sépare deux couches ferromagnétiques par une couche métallique non-magnétique il existe un couplage analogue entre les deux couches magnétiques. Ce couplage se fait via les électrons de conduction du métal non-magnétique. Une caractéristique remarquable de ce couplage est que son amplitude oscille entre un couplage parallèle et un couplage antiparallèle avec l'épaisseur de matériau non-magnétique. Ces oscillations sont analogues à la figure de diffraction obtenue avec de la lumière monochromatique à travers une fente. Ici, la diffraction se fait à travers la surface de Fermi, et la susceptibilité sélectionne en quelque sorte les longueurs d'ondes électroniques qui vont participer au couplage [52]. Ce couplage est aussi appelé couplage d'échange intercouche (IEC pour interlayer exchange coupling), et serait équivalent au terme de couple de transfert de spin perpendiculaire en tension nulle dans une JTM [35,43]. La forme du couplage RKKY est [53] :

$$J_{\text{rkky}}(x) = A \frac{\cos(2k_F x)}{x^2} \quad (1.21)$$

Où A est une constante et k_F le vecteur d'onde de Fermi. Ce couplage RKKY décroît avec la température selon :

$$J_{\text{rkky}}(T) = J_{\text{rkky}}(0) \frac{T/T_0}{\sinh(T/T_0)} \quad (1.22)$$

Où T_0 est une constante reliée entre autre à k_F .

1.2.5 Dynamique de l'aimantation

L'équation LLGS

Les couples dus au transfert de spin vont changer l'orientation de l'aimantation. L'évolution de l'aimantation dans le temps est décrite par l'équation LLG (pour Landau Lifshitz Gilbert) :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{m} \times \vec{H} + \alpha\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} \quad (1.23)$$

Où $\gamma_0 = \frac{eg}{2m_e}$ est le rapport gyromagnétique, g est le facteur de Landé et $\vec{m} = \frac{\vec{M}}{M}$. Cette équation comporte un premier couple qui est dû au champ magnétique, perpendiculaire au champ et à l'aimantation. Il provoque la précession de l'aimantation autour du champ. Ce premier terme est colinéaire à la trajectoire de l'aimantation (Figure 1.13). Le second terme est un terme d'amortissement où α est sans dimension. Cet amortissement est orthogonal à la trajectoire et tend à réduire l'amplitude de la précession. Une forme équivalente de l'équation est :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\frac{\gamma\mu_0}{1+\alpha^2}(\vec{m} \times \vec{H} + \alpha\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{H}) \quad (1.24)$$

6. Le paramètre c_0 est l'analogie du couplage RKKY [43].

Lorsqu'on ajoute les couples de transfert de spin à l'équation LLG, on obtient l'équation LLGS⁷ (S pour Slonczewski [42]) :

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{m} \times \vec{H} + \alpha\vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - \gamma\mu_0 a_{||}\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{P} + \gamma\mu_0 a_{\perp}\vec{m} \times \vec{P} \quad (1.25)$$

On voit ainsi que le couple en $a_{||}\vec{m} \times \vec{m} \times \vec{P}$ est colinéaire à l'amortissement (Figure 1.13), et est aussi appelé couple d'amortissement effectif, tandis que le couple en $a_{\perp}\vec{m} \times \vec{P}$ est du même type que le couple dû au champ, et est appelé couple de champ effectif. Celui-ci est conservatif car il s'écrit comme le couple provenant d'un champ et découle donc d'une énergie du type $\vec{m} \cdot \vec{P}$. Le couple d'amortissement effectif (planaire) en revanche est dissipatif.

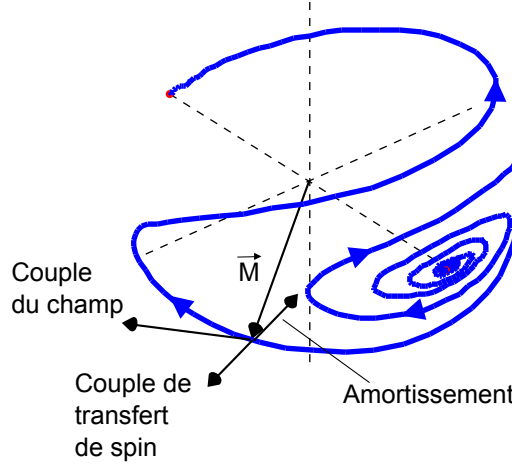


FIGURE 1.13 – Exemple de trajectoires de retournement d'aimantation.

1.2.6 Diagramme de retournement d'aimantation

Lignes critiques pour un empilement planaire à $T = 0$ K

L'équation LLGS décrit la dynamique de l'aimantation. Elle contient beaucoup d'informations. Par exemple elle indique quelles vont être les trajectoires stables en régime entretenu, ce qui est intéressant pour réaliser des oscillateurs. Ce qui nous intéresse pour une application de type mémoire est le champ nécessaire pour retourner l'aimantation. On souhaite réduire ce champ grâce au couple de transfert de spin. Ainsi, il serait intéressant de connaître la relation entre le champ de retournement et la tension (source du STT), prédite par l'équation LLGS. Ces résultats ont été obtenus dans [49] par une méthode perturbative. La méthode est de déterminer la forme d'une oscillation proche de l'équilibre. Cette forme peut être stable ou diverger et le cas limite donne les lignes critiques de stabilité. Pour la géométrie où l'aimantation est dans le plan (avec éventuellement un axe difficile), il existe quatre équations limites pour la stabilité. Si on note H_p et H_{ap} les champs critiques au-delà desquels respectivement l'état P et l'état AP sont instables [49] :

$$\begin{aligned} H_p &= H_k - \alpha a_{||} - a_{\perp} \\ H_{ap} &= -H_k - \alpha a_{||} - a_{\perp} \\ H_p &= H_k + \frac{H_{\text{perp}}}{2} + \frac{a_{||}}{\alpha} - a_{\perp} \\ H_{ap} &= -H_k - \frac{H_{\text{perp}}}{2} + \frac{a_{||}}{\alpha} - a_{\perp} \end{aligned} \quad (1.26)$$

Où H_k est le champ d'anisotropie (expérimentalement, le champ coercitif à 0K) dans le plan et H_{perp} le champ d'anisotropie hors du plan (expérimentalement, le champ de saturation hors du plan). Ces lignes critiques sont représentées sur la figure 1.14 tirée de [49].

7. Les deux formes de l'équation LLG sont géométriquement équivalentes, cependant lorsqu'on ajoute un terme

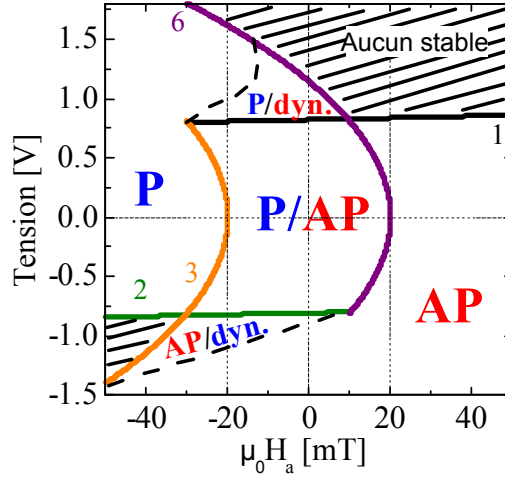


FIGURE 1.14 – Diagramme des lignes de stabilité des états P et AP à 0K [49]. En pointillés sont ajoutés les zones où un état dynamique stable (oscillation dans le plan) est trouvé en simulation macrospin. Ces lignes ne peuvent pas être déterminées par la méthode analytique car elles nécessitent des excursions loin des petits angles et la linéarisation de l'équation LLG n'est plus valable.

Courant critique

En supposant que $a_{\perp} = 0$, on remarque que H_p peut s'annuler lorsque a_{\parallel} est négatif, ce qui correspond à un retournement vers l'état AP pour une tension négative, et H_{ap} peut s'annuler lorsque a_{\parallel} est positif, ce qui correspond à un retournement vers l'état P pour une tension positive, conformément à notre convention. Le courant critique vaut :

$$J_c = \frac{2e\mu_0\alpha M_s t}{\eta\hbar} \left(\frac{H_{\text{perp}}}{2} + H_k + H \right) \quad (1.27)$$

Ainsi, il y a trois termes de champ pouvant agir sur le courant critique. Bien évidemment, on choisira la direction du champ appliqué H pour réduire le courant critique. Ensuite, le terme prépondérant est $H_{\text{perp}} \approx M_s \approx 10^6$ A/m car H_k qui a pour source l'anisotropie magnétocristalline et l'anisotropie de forme est de l'ordre de 10^4 A/m. Ainsi, l'équation se simplifie en :

$$J_c = \frac{e\mu_0\alpha M_s^2 t}{\eta\hbar} \quad (1.28)$$

Cette relation est importante car elle montre les paramètres sur lesquels on peut jouer pour faire varier l'influence du STT. Les constantes e et \hbar mises à part, il y a la polarisation η . On choisira un matériau qui polarise bien le courant, ultimement un demi-métal. On peut choisir un matériau pour lequel l'amortissement α est réduit. On peut réduire l'aimantation M_s aussi par le choix du matériau, mais cela risque de dégrader le signal TMR. Enfin, la ligne de conduite de base est de réduire l'épaisseur t .

Le champ démagnétisant est la contribution essentielle qui augmente le courant critique J_c dans la géométrie d'aimantation planaire. Ainsi, une stratégie pour augmenter l'influence du STT est de réduire le champ démagnétisant effectif. On peut pour cela utiliser de l'anisotropie d'interface car celle-ci favorise l'orientation perpendiculaire au plan de l'aimantation. L'origine de l'anisotropie d'interface est soit expliquée par la brisure de symétrie à l'interface [20], soit par l'établissement de liaisons chimiques entre le fer ou le cobalt et l'oxygène (hybridation des orbitales dz^2 des métaux de transition et sp de l'oxygène) dans le cas de l'interface MgO-CoFe [55, 56]. L'expression du champ de saturation hors du plan devient :

$$H_{\text{perp}} = M_s - \frac{2K_s}{\mu_0 M_s t} \quad (1.29)$$

supplémentaire comme le STT, on peut se demander à quelle forme de l'équation il faut l'ajouter [54]

Où K_s est l'énergie surfacique d'anisotropie d'interface. On voit qu'on peut réduire le champ de saturation perpendiculaire en augmentant l'influence de l'anisotropie d'interface, par exemple en réduisant l'épaisseur t . Le courant critique devient ainsi :

$$J_c = \frac{e\mu_0\alpha}{\eta\hbar} \left(M_s^2 t - \frac{2K_s}{\mu_0} \right) \quad (1.30)$$

On peut estimer numériquement l'épaisseur à laquelle l'influence de l'anisotropie d'interface devient importante. Pour $M_s = 10^6$ A/m et en prenant pour l'anisotropie d'interface un ordre de grandeur typique de $K_s = 10^{-3}$ J/m² (1 erg/cm²) [56], on trouve que pour une couche de 1 nm d'épaisseur, le champ démagnétisant apporte une énergie $1,3 \cdot 10^{-3}$ J/m² tandis que l'anisotropie d'interface vaut $2 \cdot 10^{-3}$ J/m². Ainsi, l'influence des interfaces devient égale à celle du champ démagnétisant pour une épaisseur de 1,6 nm. Réduire l'épaisseur de la couche à retourner par STT est ainsi la stratégie prioritaire à deux titres : on réduit le moment magnétique à retourner et on réduit le champ démagnétisant perpendiculaire effectif en augmentant l'influence des interfaces. Le résultat de l'amincissement sur le courant critique a été mesuré dans [57], comme on peut le voir sur la figure 1.15.

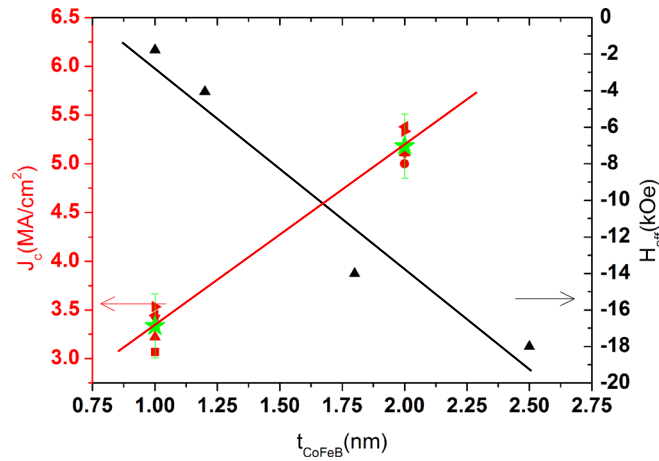


FIGURE 1.15 – Mesure du champ de saturation perpendiculaire et du courant critique de STT en fonction de l'épaisseur de la couche ferromagnétique, extraite de [57].

1.2.7 Retournement thermiquement activé

A température ambiante, il peut y avoir une transition entre deux états, même si la barrière d'énergie entre les deux est non nulle. Cette transition est due à l'agitation thermique apportée par l'énergie $k_B T = 26$ meV à 300 K. Pour un moment magnétique, ce phénomène est décrit par le modèle de Néel-Brown [28], semblable à une loi d'Arrhenius. Ce résultat se déduit de l'équation de Fokker-Planck dans le cas où la barrière d'énergie est grande devant l'agitation thermique ($E_b \gg k_B T$). L'équation de Fokker-Planck permet de décrire l'évolution dans le temps d'une distribution de l'aimantation. La distribution de l'aimantation est d'autant plus large que l'agitation thermique est importante. Mais si elle est faible, la distribution est assez piquée et on peut utiliser une équation maîtresse, valable pour des états discrets notés 0 et 1 :

$$\begin{aligned} p_0 &= \frac{p_1}{\tau_{10}} - \frac{p_0}{\tau_{01}} \\ p_1 &= \frac{p_0}{\tau_{01}} - \frac{p_1}{\tau_{10}} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Où p_i est la probabilité d'être dans l'état i , et τ_{ij} est le temps caractéristique de transition de l'état i vers l'état j . Alors τ_{ij} est donné par :

$$\tau_{ij} = \tau_0 \exp \left(\frac{E_{b,ij}}{k_B T} \right) \quad (1.32)$$

Où $E_{b,ij}$ est la barrière d'énergie pour passer de l'état i à l'état j et $\tau_0 \sim 1 \text{ ns}$ ⁸.

Quelques formes de la barrière d'énergie

La barrière d'énergie a une valeur en l'absence de stimulation extérieure E_{b0} et est modifiée lorsqu'on essaie d'écrire la jonction avec du champ et du courant. Pour déterminer la valeur de la barrière d'énergie, il faut décrire l'énergie en fonction des différents états possibles et E_b se détermine grâce au point col de passage entre l'état initial et l'état final. Le modèle le plus simple de l'énergie pour une couche mince magnétique est le modèle macrospin de Stoner-Wohlfarth :

$$E = \mu_0 V \vec{M}_s \vec{H} + KV \sin(\theta) \quad (1.33)$$

Où V est le volume. L'énergie est composée de l'énergie Zeeman et d'un terme d'anisotropie K représentant par exemple l'anisotropie magnétocristalline ou l'anisotropie de forme, l'aimantation faisant un angle θ avec l'axe facile. En l'absence de champ l'énergie est maximale quand $\theta = \pi/2$: $E_{b0} = KV$. La barrière d'énergie en présence de champ est :

$$E_b = E_{b0} \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^2 \quad (1.34)$$

Où $H_k = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$ est le champ coercitif à 0 K. La puissance trouvée expérimentalement pour le terme $(1 - \frac{H}{H_k})$ est plutôt 1,5. La théorie suggère que cette différence est due aux états non uniformes de l'aimantation [59]. Cette expression nous permet de déduire le champ de retournement pour un temps d'expérience donné τ :

$$H = H_k \left(1 - \sqrt{\frac{k_B T}{E_{b0}} \ln\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)}\right) \quad (1.35)$$

L'influence du STT est beaucoup plus délicate à déterminer car c'est un terme non conservatif. On ne peut donc pas à priori associer d'énergie magnétique au courant. Des raisonnements existent malgré tout pour déterminer comment la barrière est modifiée sous certaines hypothèses [60]⁹ :

$$E_b = E_{b0} \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^\alpha \left(1 - \frac{I}{I_c}\right)^\beta \quad (1.36)$$

Où β est généralement compris entre 1 et 2 [58, 60, 61] et $I_c = J_c S$ est le courant critique. Cette expression est valable pour une barrière d'énergie grande devant l'agitation thermique, donc pour $I \ll I_c$. Ce modèle prend en compte le couple de transfert de spin planaire. La source du couple est ici le courant, mais une modélisation plus réaliste du couple de transfert de spin planaire ferait intervenir la tension et éventuellement un terme quadratique de la tension. Quant au couple de transfert de spin perpendiculaire, il peut être ajouté directement au champ. On a alors tous les éléments pour représenter l'allure du diagramme de la figure 1.14 à température ambiante.

Problème du renversement retour (*backswitching*)

L'écriture par champ permet de retourner l'aimantation dans la direction désirée, et une fois cette écriture réalisée, l'état de l'aimantation ne change plus. Pour ce qui est de l'écriture par STT, une difficulté supplémentaire est apparue expérimentalement. L'état final écrit par STT doit être déterminé par la polarité du courant. Un certain nombre d'expérience [62–64] ont montré que ce n'était pas toujours le cas. Ce qui est observé, c'est qu'un état semble s'écrire, puis

8. τ_0 est aussi décrit par le modèle, mais varie lentement avec les paramètres contrairement à $\exp(\frac{E_b}{k_B T})$. Par exemple, dans le cas avec une symétrie cylindrique, $\frac{1}{\tau_0} = -\alpha \gamma_0 H_k \sqrt{\Delta/\pi} (1 - H/H_k)(1 - (H/H_k)^2)$ [58].

9. Dans le cas d'une aimantation perpendiculaire, la solution est plus facile à trouver grâce à la symétrie cylindrique [58]

à force d'essais on écrit l'autre état de façon aléatoire toujours avec la même polarité. En général, il y a une gamme de tension où le bon état est écrit, puis en augmentant la tension l'autre état apparaît de temps en temps, pour la même polarité de courant [62] comme montré sur la figure 1.16. D'autres expériences observent une dépendance temporelle dans laquelle l'état est bien écrit pour des temps courts, puis la probabilité de revenir vers le mauvais état augmente [64]. Ce phénomène peut être critique pour l'exploitation du STT, mais des solutions ont été proposées pour corriger, voire exploiter cet effet, en jouant sur les paramètres matériaux pour contrôler la dépendance en tension des différents termes de STT [62, 65].

le phénomène de *backswitching* est néanmoins beaucoup moins critique avec les jonctions perpendiculaires car dans ce cas le terme de champ effectif qui est à la base du problème car favorisant toujours l'état AP du fait de sa dépendance quadratique en tension, joue un rôle moindre dans le retournement d'aimantation en perpendiculaire comparativement à planaire.

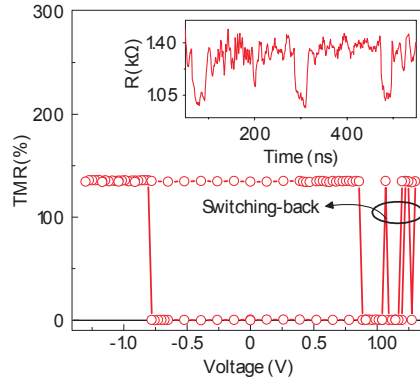


FIGURE 1.16 – Une tension négative permet d'obtenir un état de TMR haut, et une tension positive permet d'obtenir un état de TMR bas, cependant une tension positive donne aussi de temps à autre un état de TMR haut, dû à un renversement retour. Tiré de [62].

Diagramme champ-tension thermiquement activé : retournement thermiquement activé avec couple de transfert de spin planaire

On s'intéresse au diagramme de retournement de l'aimantation d'une couche planaire dans un empilement planaire. La figure 1.17, extraite de [64], montre le diagramme champ-tension d'écriture par STT dans un modèle simple où le STT est proportionnel à la densité de courant, et la barrière d'énergie a une dépendance en tension due au terme de couple de transfert de spin planaire. Ce diagramme est montré à température nulle et à température non nulle. L'étude de ce diagramme sert à expliquer un cas de reversement retour décrit dans [64]. Le diagramme présente les lignes critiques en incluant progressivement l'influence du couple de transfert de spin et de la température.

Les lignes critiques α du diagramme de la figure 1.17 indiquent le champ de retournement H_k à 0K.

Les lignes critiques β incluent l'influence de la température par un modèle avec activation thermique où le couple de transfert de spin planaire dans cet empilement planaire est introduit dans la barrière thermique selon l'équation 1.36 [62–64, 66] :

$$\begin{aligned} H_p &= H_k \left(1 - \sqrt{\frac{2k_B T}{\mu_0 H_k \mu} \left(1 + \frac{V}{V_{c0}} \right)^{-1} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0 \ln(2)} \right)} \right) \\ H_{ap} &= -H_k \left(1 - \sqrt{\frac{2k_B T}{\mu_0 H_k \mu} \left(1 - \frac{V}{V_{c0}} \right)^{-1} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0 \ln(2)} \right)} \right) \end{aligned} \quad (1.37)$$

Où $V_{c0} = RA \times J_c$ est la tension critique, T la température (typiquement 300 K), μ le moment magnétique qui se retourne, t_p la durée de l'impulsion.

Ces lignes critiques décrivent par exemple les diagrammes de vanne de spin planaires a polariseur fixe, séparateur en cuivre et couche libre CoFe/NiFe en configuration CPP, de la figure 1.18, issue de [67]. Le champ de retournement à basse température est indépendant de la tension sur le diagramme (c). En revanche, à température ambiante (a) le STT infléchit le champ de retournement même à basse tension. Cette dépendance est monotone et on observe la même légère courbure que pour les lignes critiques β de la figure 1.17.

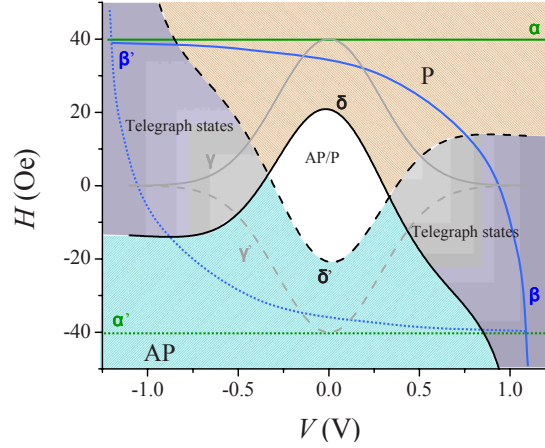


FIGURE 1.17 – Modélisation de la dépendance du champ de retournement avec la tension dans un empilement planaire, due à la température et au STT planaire [64]. α est le champ de retournement à 0 K. γ est le champ de retournement en présence d'effet Joule, comme dans 1.35. β et δ sont la façon dont se transforment respectivement α et γ en présence de STT planaire.

1.2.8 Chauffage par effet Joule local

Effet Joule

Ensuite, l'article [64] dont est extraite la figure 1.17 introduit la dépendance de la température avec la tension pour les lignes γ et δ . C'est à dire qu'il ne considère plus simplement une température ambiante non nulle (300K), mais inclut le chauffage par effet Joule. L'effet Joule est issu dans un conducteur des chocs des électrons qui dissipent de l'énergie. Dans une barrière tunnel, les électrons traversent de façon balistique, puis dissipent leur énergie dans l'électrode d'arrivée [68]. On peut donc appliquer la loi de Joule pour connaître la puissance dissipée : $P = RI^2 = V^2/R$, à condition de prendre en compte la dépendance en tension de la résistance inhérente à la JTM. La température est alors modélisée par :

$$T = T_0 + \frac{RI^2}{k} \quad (1.38)$$

Où T_0 est la température ambiante et k est la conductivité thermique entre la JTM et le bain thermique.¹⁰ Une expression plus générale prend en compte la dépendance en température de la conductivité thermique selon la loi de Wiedemann-Franz. Cette relation $T = \sqrt{T_0^2 + \gamma I^2}$ [66], où T_0 s'exprime en Kelvin, apporte une correction négligeable lorsque la température ambiante T_0 est de 300 K. Elle est nécessaire en revanche à basse température.

On voit sur la figure 1.17 que lorsque l'effet Joule est ajouté, le champ de retournement α devient la courbe γ . De façon similaire, la ligne critique β incluant le STT devient δ . Ceci est le modèle le plus simple incluant le couple de transfert de spin avec un retournement thermiquement activé.

10. L'expression exacte de la température doit prendre en compte la géométrie de la JTM et des contacts qui permettent la fuite de chaleur. C'est notamment important pour résoudre l'évolution temporelle de la température pendant une impulsion. Mais cette relation basique est une bonne approximation pour la valeur à l'équilibre.

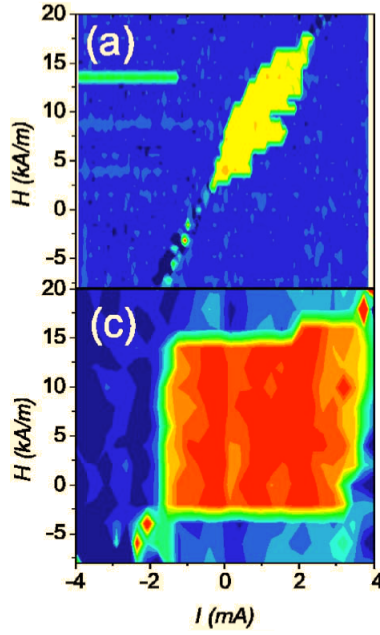


FIGURE 1.18 – Diagrammes expérimentaux de vannes de spin planaires a polariseur fixe, séparateur en cuivre et couche libre CoFe/NiFe en configuration CPP, montrant la zone ou les deux états sont stables. Le diagramme (a) est obtenu à température ambiante, et le diagramme (c) est obtenu à 5K [67].

Asymétrie de chauffage

L'influence de l'effet Joule peut dépendre de la polarité. En effet, les électrons dissipent leur énergie essentiellement après avoir traversé la barrière. La source de chaleur est plutôt d'un côté de la barrière. Celle-ci est un isolant thermique qui empêche l'homogénéisation de la température. Ainsi, la température est plus élevée dans l'électrode d'arrivée du point de vue des électrons. Cet effet a été mis en évidence grâce à la température de blocage d'une couche antiferromagnétique. La tension permettant d'atteindre cette température de blocage est alors plus basse avec une polarité qu'avec l'autre [68].

Diagramme champ-tension thermiquement activé : inclure le couple de transfert de spin perpendiculaire

Le couple perpendiculaire subi par une couche planaire dans un empilement planaire peut être inclus au modèle précédent [62, 69] : comme il s'agit d'un champ effectif, il suffit d'ajouter un terme de champ avec certaines dépendances en tension :

$$\begin{aligned}
 H_p &= H_k \left(1 - \sqrt{\frac{2k_B T}{\mu_0 H_k \mu} \left(1 + \frac{V}{V_{c0}} \right)^{-1} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0 \ln(2)} \right)} \right) - c_0 - c_1 V - c_2 V^2 \\
 H_{ap} &= -H_k \left(1 - \sqrt{\frac{2k_B T}{\mu_0 H_k \mu} \left(1 - \frac{V}{V_{c0}} \right)^{-1} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0 \ln(2)} \right)} \right) - c_0 - c_1 V - c_2 V^2
 \end{aligned} \tag{1.39}$$

Avec ce modèle, la référence [62] fait l'étude de l'importance du terme en c_1 dont l'existence est prédite par certaines théories [51, 70]. Les ajustements du modèle sont représentés avec les mesures expérimentales des champs de retournement sur la figure 1.19.

Il est intéressant de comparer le diagramme incluant les deux composantes du STT¹¹ dans le

11. Il faut noter que le couple de transfert de spin planaire n'est pas très bien modélisé, car d'une part son caractère dissipatif interdit normalement de l'inclure dans la barrière thermique de cette façon, et d'autre part ses éventuelles dépendances quadratiques en tension ne sont pas prises en compte [40]

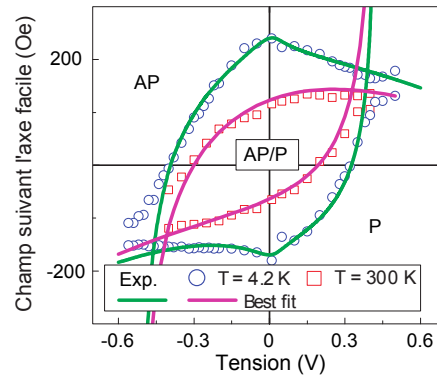


FIGURE 1.19 – Diagrammes de champ de retournement dépendant de la tension à 4 K et 300 K issus de l'étude dans [62]. Le système est une jonction tunnel magnétique planaire à MgO, dont la couche libre est CoFeB. Les courbes d'ajustement incluent les deux composantes du couple de transfert de spin, le retournement thermiquement activé, et l'effet Joule

modèle avec l'activation thermique de la figure 1.19, et le diagramme des lignes critiques incluant ces composantes à 0 K sur la figure 1.14. On voit que dans les deux cas le couple de transfert de spin perpendiculaire fait apparaître des lignes avec une forme quadratique caractéristique. A plus haute température, cette forme s'estompe (sur la figure 1.19 à 300 K) à cause de l'effet Joule et du couple de transfert de spin planaire.

Concepts émergents de retournement de l'aimantation

Au cours des dernières années, de nouvelles idées pour retourner l'aimantation sans utiliser un champ magnétique extérieur sont apparues.

Une première solution est d'utiliser l'effet Hall de spin. Dans ce cas, le couplage spin-orbite permet d'obtenir une accumulation de spin [71]. Une seconde solution pour obtenir cette accumulation de spin est l'effet Rashba [72]. Une brisure de symétrie génère un champ magnétique apparent pour les électrons, qui sont alors soumis à un effet Hall. Ces méthodes sont regroupées sous le terme de spin-orbite.

Une autre idée est de manipuler l'anisotropie d'une couche ferromagnétique grâce au champ électrique [73].

D'autres idées sont basées sur le couplage de l'aimantation avec une autre grandeur dans certains matériaux. Par exemple, dans les matériaux multiferroïques, il y a un couplage entre l'aimantation et le champ électrique, et il est potentiellement possible de retourner l'aimantation grâce à un champ électrique [74].

1.3 Une MRAM standard

A la lumière de la physique des JTM présentée dans la section précédente, on peut décrire les caractéristiques classiques des MRAM.

Lecture de la JTM

Pour déterminer l'état de la couche de stockage de la JTM, l'aimantation de l'autre couche (dite de référence) est fixée. Pour cela, dans une configuration d'aimantation planaire elle est piégée par couplage d'échange avec un AF très stable (PtMn). Il faut réduire les champs rayonnés par la couche de la référence sur la couche de stockage. Pour cela, la couche de référence est constituée de deux couches ferromagnétiques couplées antiparallèlement par couplage RKKY. Comme la couche de référence a une orientation fixée par couplage d'échange avec un AF et couplage RKKY, le niveau de résistance va indiquer l'orientation de l'aimantation de la couche de stockage.

Stabilité de la JTM

La stabilité de la JTM est un point délicat car a priori plus l'aimantation sera stable, plus il sera difficile d'écrire l'information dans la JTM. A priori il y a donc un compromis à trouver entre stabilité et consommation de l'écriture. Les sources de stabilité de l'aimantation sont l'anisotropie magnétocristalline, l'anisotropie de forme, l'anisotropie d'interface pour les jonctions à aimantation perpendiculaire. Pour ajuster l'anisotropie magnétocristalline, on peut faire des bicouches CoFe/NiFe. Pour l'anisotropie de forme, les piliers sont gravés en forme elliptique ce qui fait apparaître une anisotropie de forme dans le plan dû au champ démagnétisant. Pour les jonctions à aimantation perpendiculaire, il faut maximiser l'anisotropie d'interface.

Ecriture de la JTM

Les deux façons communément utilisées pour écrire les JTM sont un champ magnétique appliqué grâce à une ligne de champ, et le couple de transfert de spin. La ligne de champ est généralement de section rectangulaire. On peut estimer le champ généré en approximant la ligne de champ à un fil cylindrique traversée par un courant I dont le centre est à la distance r de la JTM : $H = I/(2\pi r)$. Dans l'écriture par STT, une impulsion de courant de 0,5 ns à 50 ns traverse la jonction tunnel magnétique et l'état écrit est déterminé par la polarité du courant comme décrit dans la figure 1.11.

1.4 MRAM à écriture Assistée Thermiquement

Fixer l'aimantation de la couche de stockage par couplage d'échange F/AF

Pour stocker l'information de façon fiable, il faut que l'aimantation de la couche de stockage reste dans son état pendant une certaine durée fixée par la spécification de la mémoire, par exemple de 10 ans pour une utilisation comme milieu de stockage comme un disque dur. Pour une couche ferromagnétique planaire, la barrière d'énergie KV dépend d'une énergie volumique K et un volume V . L'énergie est apportée par son anisotropie magnétocristalline et son anisotropie de forme qui sont de l'ordre de 10^3 J/m³ pour les matériaux habituels. Quand on diminue la taille, la barrière d'énergie diminue et l'énergie magnétocristalline et l'anisotropie de forme ne sont plus suffisantes pour assurer la stabilité d'un pilier de taille inférieure à 100 nm. Pour accroître la stabilité de la couche ferromagnétique de stockage, on utilise le couplage avec une couche antiferromagnétique. Un matériau antiferromagnétique a une constante d'anisotropie magnétocristalline de l'ordre de 10^5 J/m³ [75,76]¹² ce qui permet d'assurer la stabilité d'une couche planaire pour une durée de 10 ans. Le couplage entre la couche antiferromagnétique, insensible au champ magnétique, et la couche ferromagnétique décale en champ le cycle d'hystérésis de la couche ferromagnétique. Ainsi, en champ nul, un seul état de la couche ferromagnétique est disponible. On remarque qu'ici l'information est stockée dans la couche antiferromagnétique.

Pour pouvoir changer l'orientation de la couche de stockage sans modifier celle de la couche de référence, il faut choisir pour la couche de stockage un matériau antiferromagnétique dont la température de blocage est plus basse que celle de la couche de référence. Ainsi, on peut annuler le couplage F/AF de la couche de stockage et conserver celui de la couche de référence en chauffant à une température comprise entre les températures de blocage des deux électrodes.

Opération d'écriture lecture

Une opération d'écriture se déroule comme suit. Une impulsion de tension est appliquée sur la JTM. Par effet Joule, la température de celle-ci augmente. Quand $T > T_B$, le couplage d'échange disparaît. Alors, il est possible de retourner l'aimantation de la couche de stockage avec un champ magnétique. Pour piéger l'information écrite, il faut retrouver le couplage d'échange. Cela se fait par refroidissement sous champ. La tension sur la JTM est éteinte pour que sa

12. La théorie prédit par des calculs *ab initio* des valeurs très élevées de l'ordre de 10^7 J/m³ [77] à 10^8 J/m³ [78]

température redescende sous T_B en maintenant le champ appliqué. Puis le champ est coupé lui aussi. Typiquement, l'impulsion de tension et l'impulsion de champ ont une durée de l'ordre de 30 ns, l'impulsion de champ étant décalée de 15 ns.

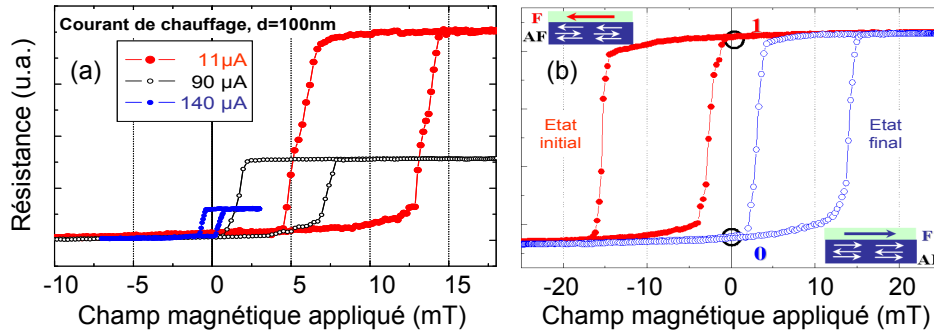


FIGURE 1.20 – (a) Diminution progressive du champ de couplage avec le courant de chauffage. (b) Cycle de magnétorésistance après écriture avec le décalage qui permet d'avoir le niveau de résistance haute ou basse en champ nul. Source : InMRAM 2014

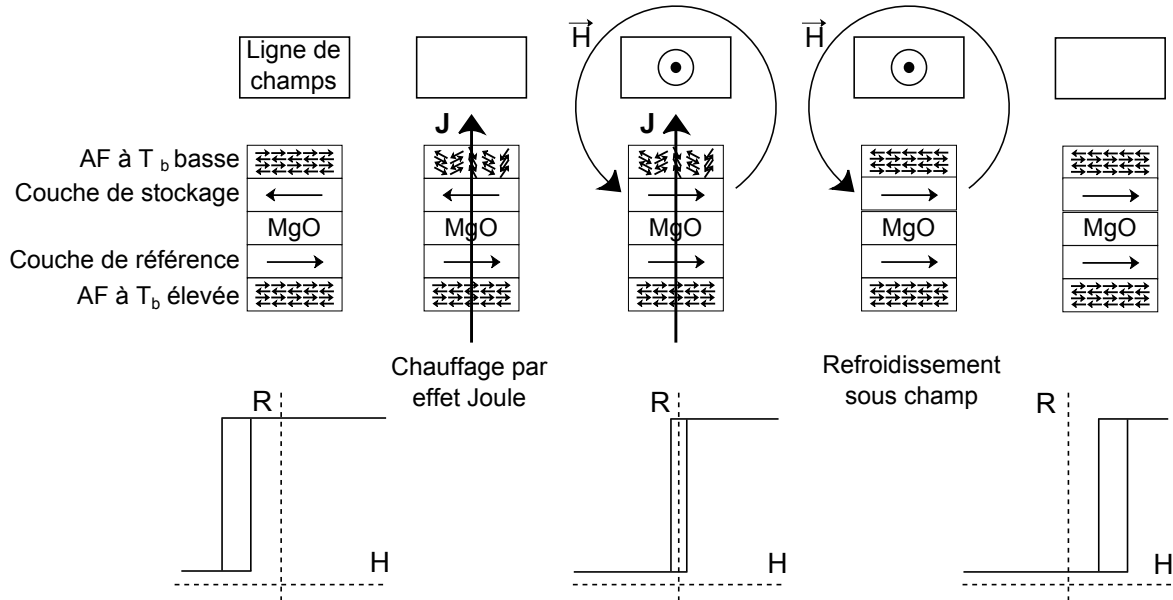


FIGURE 1.21 – Séquence d'écriture assistée thermiquement

JTM assisté thermiquement auto-référencée

La JTM auto-référencée améliore la lecture à l'échelle d'un dispositif. Une difficulté de la MRAM est d'avoir suffisamment de différence de résistance entre l'état haut et l'état bas pour pouvoir les discriminer électriquement. A cause de la distribution de taille et de comportement entre les jonctions d'une grande assemblée, il peut y avoir trop peu de différence entre le minimum des R_{max} et le maximum des R_{min} . Pour pallier cela une solution est d'avoir une lecture auto-référencée. C'est à dire qu'il est possible pour chaque point mémoire de savoir la direction de la couche de stockage sans qu'il y ait besoin de connaître la valeur absolue de R_{max} et R_{min} . Cela est fait en changeant la couche de référence en une couche de lecture. Celle-ci n'est plus fixée par échange avec une couche AF, mais est laissée libre. Elle peut être retournée dans le sens voulu grâce à un champ magnétique. En la retournant dans un sens puis dans l'autre et en lisant la résistance dans chaque cas, on est en mesure de lire l'état de la couche de stockage, comme c'est montré sur la figure 1.22.

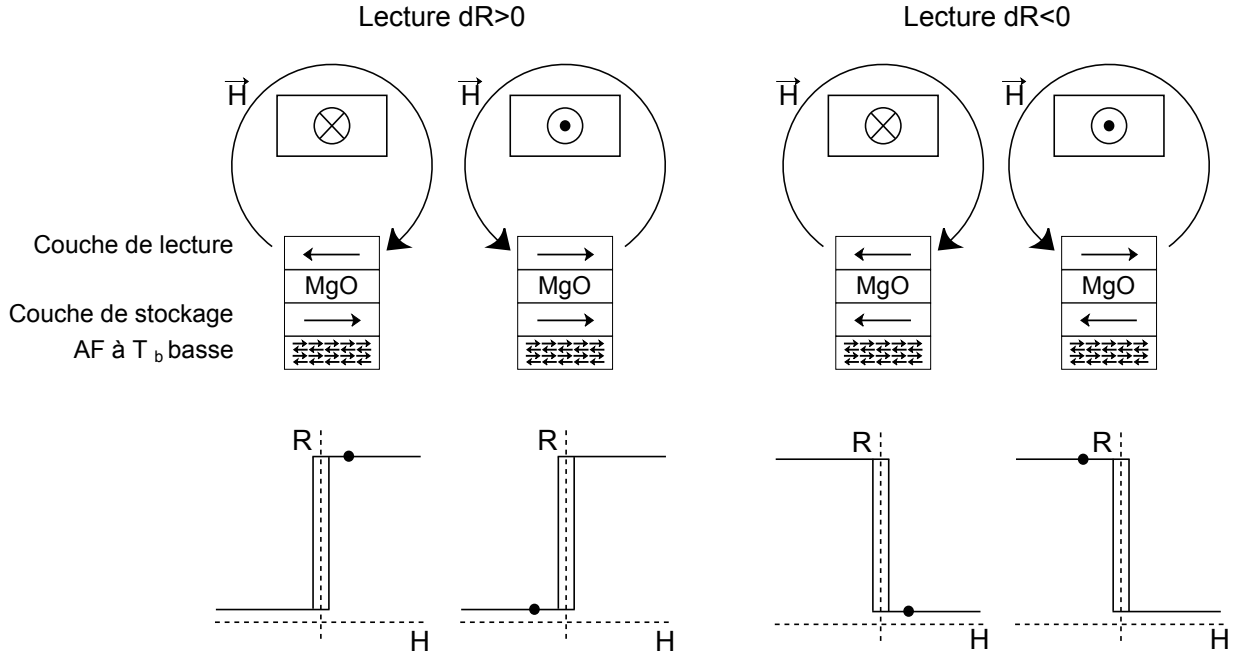


FIGURE 1.22 – Séquence de lecture auto-référencée

1.5 STT-TAS-MRAM

Consommation de la TAS-MRAM

La consommation de la TAS-MRAM a deux sources : le courant dans la ligne de champ et la tension appliquée sur la jonction permettant de la chauffer. On peut estimer la contribution de chacun à partir de la formule $P = RI^2$. Les courants sont connus assez facilement. Pour la résistance, celle-ci va dépendre du design. Il faut donc tenir compte de la résistance d'un certain nombre de transistors en série. Pour la ligne de champ, elle fait de $10\ \Omega$ à quelques centaines d'ohms. Elle est alimentée par des transistors assez puissants, capables de délivrer quelques mA. Ces transistors ont des résistances qui peuvent être de l'ordre de $1\ \text{k}\Omega$. On trouve une puissance de l'ordre de $250\ \text{mW}$. La jonction quant à elle a une résistance allant de $1\ \text{k}\Omega$ à $10\ \text{k}\Omega$ suivant la technologie, et le courant utilisé est de l'ordre de $0,5\ \text{mA}$. Ainsi, la puissance consommée par la jonction est de l'ordre de quelques mW, bien inférieure à la consommation des lignes de champ. La consommation des lignes de champ est principalement liée à l'amplitude du courant permettant de générer le champ d'écriture, élevée au carré dans la puissance. Un avantage majeur des TA-MRAM par rapport aux toggle MRAMs est la possibilité de partager le champ d'écriture entre de nombreux bits. Ceci permet de partager la consommation associée à la création du champ. Réduire le champ d'écriture permettrait de réduire davantage la consommation.

Electromigration

Mise à part le fait d'être la principale source de consommation, l'amplitude du courant dans les lignes de champ empêche de réduire beaucoup leur dimension à cause de l'électromigration. L'ordre de grandeur du courant nécessaire à l'écriture est $I = 2\pi dH_c$, où d est la dimension de la ligne de champ et H_c le champ coercitif. Donc la densité de courant dans la ligne de champ nécessaire pour le retournement est $J \propto H_c/d$. Ainsi, en réduisant le diamètre de la ligne de champ on va augmenter la densité de courant qui passe dans celle-ci. Or actuellement la densité de courant qui passe dans la ligne de champ est de quelques MA/cm^2 ce qui se rapproche de la densité de courant critique de l'électromigration dans le cuivre [79]. Ainsi, en allant vers des dimensions inférieures, l'électromigration pourrait devenir un problème, à moins de réduire le champ d'écriture H_c .

On voit que le champ d'écriture est source de consommation et limite la miniaturisation. Pour étendre les performances des TAS-MRAM, il faut réduire le champ d'écriture. L'objectif de cette thèse est la réduction du champ d'écriture en utilisant le couple de transfert de spin fournit par le courant de chauffage de la TAS-MRAM. On peut, avant de rentrer dans le vif du sujet, faire un point sur les solutions alternatives.

Solutions alternatives de réduction du champ d'écriture

Avant de considérer le couple de transfert de spin, on peut faire un tour des autres solutions disponibles.

D'abord, il faut noter qu'un avantage intrinsèque du TAS est que le champ coercitif est découplé de la stabilité thermique. On peut utiliser des jonctions rondes et non pas elliptiques contrairement aux Toggle MRAM car en TAS la stabilité de l'aimantation est fournie par le couplage avec l'AF et non pas par l'anisotropie de forme. Du coup une fois chauffée, le couplage avec l'AF disparaît et en principe, le champ nécessaire au retournement de l'aimantation est beaucoup plus faible que dans les mémoires Stoner-Wolfarth ou Toggle de forme elliptique.

Si on fait une estimation un peu plus détaillée de la puissance consommée par la ligne de champ pour une jonction, on obtient :

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{N} R \times I^2 = \frac{1}{N} (R_{LC} + R_T) \times \left(\frac{2\pi(d + D/2)H_c}{1 + \chi} \right)^2 \\ &= \left(\rho \frac{D/2}{D^2} + \frac{R_T}{N} \right) \times \left(\frac{2\pi(d + D/2)H_c}{1 + \chi} \right)^2 \end{aligned} \quad (1.40)$$

Où R_{LC} est la résistance de la ligne de champ, R_T est la résistance des transistors d'alimentation, d est la distance entre la surface de la ligne de champ et la jonction, D est la dimension transversale de la ligne de champ et N est le nombre de jonctions entre les deux extrémités de la ligne de champ.

Prenons par exemple une ligne de champ dont la résistance est de $10 \, \Omega$ et il faut y faire circuler un courant de $15 \, \text{mA}$ pour écrire. Une JTM circulaire de $80 \, \text{nm}$ de diamètre avec un RA de $25 \, \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ fait $5 \, \text{k}\Omega$, est en série avec un transistor de charge équivalente, et nécessite un courant de $0,2 \, \text{mA}$ pour atteindre la température de blocage. S'il faut des impulsions de $10 \, \text{ns}$ pour le chauffage et le champ magnétique, cela donne une consommation par le champ de $31 \, \text{pJ}$ contre $4 \, \text{pJ}$ pour la jonction. On voit ainsi que l'essentielle de la consommation provient de la ligne de champ, même en négligeant la résistance de ses transistors d'alimentation.

Pour réduire la consommation, on peut réduire les résistances, augmenter le rendement de la ligne de champ, ou améliorer les paramètres magnétiques des matériaux.

On peut d'abord augmenter le champ généré par un courant donné, en optimisant la section de la ligne de champ, et en diminuant la distance d entre la jonction et la ligne de champ. Une autre solution très importante est le *cladding* présenté sur la figure 1.23. Il s'agit de déposer un matériau ferromagnétique autour de la ligne de champ pour concentrer celui-ci et améliorer son rendement d'un facteur 2 à 4.

On peut diminuer la part de la consommation due à la génération du champ en mutualisant la ligne de champ ce qui divisera la puissance consommée par autant de bits qu'on peut écrire simultanément (N). En pratique on peut mettre un grand nombre de jonctions par ligne de champ (typiquement 1000), mais la méthode d'écriture est par mots dont la taille dépend du design (typiquement 64 bits).

Enfin, évidemment, on peut réduire le champ d'écriture $H_c = 2K/\mu_0 M_s$ en diminuant l'anisotropie K , dont on n'a pas besoin en TAS, et en augmentant l'aimantation M_s . Ces deux paramètres fondamentaux ne sont pas à négliger. L'anisotropie de forme est facile à supprimer, en utilisant des jonctions rondes, mais d'autres sources d'anisotropie peuvent subsister. Par exemple l'influence de la magnétostriction (qui peut apparaître à chaque nouveau projet d'intégration) peut rendre l'anisotropie critique. Quant à l'aimantation, elle est difficile à faire varier car elle nécessiterait de changer de matériau ce qui dégraderait le signal TMR.

Les travaux récents utilisent des couches de stockage synthétiques ferrimagnétiques. Pour

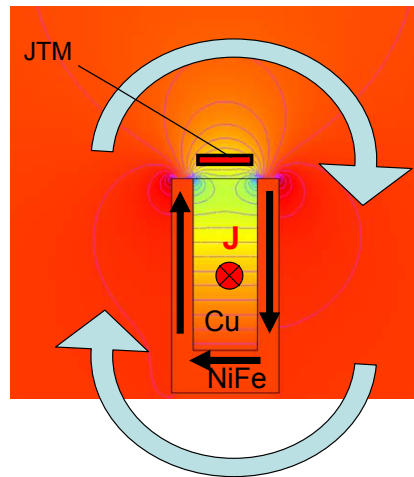


FIGURE 1.23 – Méthode du *cladding* permettant de concentrer le champ magnétique au niveau de la JTM. Source : InMRAM

réduire le champ d'écriture de telles multicouches, un travail de développement consiste à augmenter l'aimantation ferrimagnétique effective en jouant sur l'épaisseur relative des deux couches ferromagnétiques.

Ainsi, il est possible de jouer sur plusieurs leviers pour maîtriser le champ d'écriture. Nous allons par la suite explorer comment le couple de transfert de spin peut aider à résoudre cette question.

TAS bipolaire

L'idée du TAS-bipolaire est d'utiliser avantageusement l'effet STT qui peut être apporté par l'impulsion de courant servant à chauffer la jonction pour l'écriture. En effet, la densité de courant est de l'ordre de grandeur (quelques MA/cm^2) auquel apparaissent les effets de couple de transfert de spin. Ce couple favorise un état ou l'autre suivant la polarité du courant dans la jonction. Ainsi, en combinant le sens du courant dans la ligne de champ et le sens du courant dans la jonction, le couple de transfert de spin va s'ajouter au couple du champ magnétique pour aider au retournement de l'aimantation [80]. On a représenté la méthode d'écriture sur la figure 1.24.

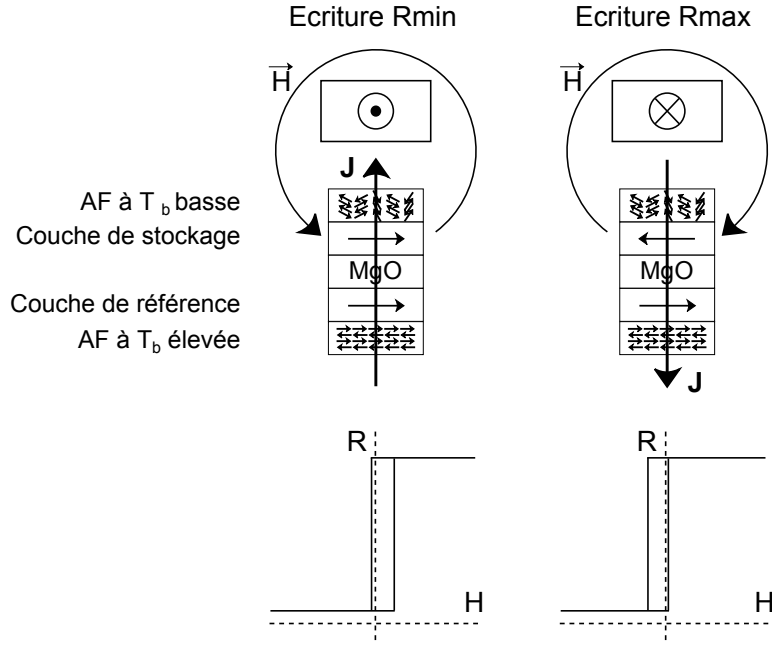


FIGURE 1.24 – Méthode d'écriture TAS-bipolaire

L'idée de combiner deux sources d'énergie se trouve déjà dans l'utilisation de deux lignes de champ dans la Toggle MRAM [15], ou dans l'écriture assistée thermiquement. Ici, l'estimation du gain de puissance consommée est complexe car il dépend du design. On peut cependant faire une estimation de cette puissance consommée en modélisant l'effet du couple de transfert de spin comme une réduction du courant de la ligne de champ :

$$I_{LC} = I_{LC0} - \alpha I_{MTJ} \quad (1.41)$$

Où I_{LC} est le courant dans la ligne de champ, I_{MTJ} le courant dans la jonction tunnel et α représente le STT. Alors la puissance consommée est :

$$\begin{aligned} P &= R_1 I_{LC}^2 + R_2 I_{MTJ}^2 \\ &= R_1 (I_{LC0} - \alpha I_{MTJ})^2 + R_2 I_{MTJ}^2 \end{aligned} \quad (1.42)$$

Où R_1 est la somme de la résistance de ligne de champ et de la résistance des transistors $R_1 = R_T + R_{LC}$ et R_2 est la somme de la résistance de la JTM avec le transistor de sélection $R_2 = R_T + R_{MTJ}$.

En fixant des valeurs pour la résistance de ligne de champ en série avec ses transistors R_1 , la résistance de la JTM en série avec le transistor de sélection R_2 et le courant dans la ligne de champ sans STT I_{LC0} , on peut voir comment ajuster le courant I_{JTM} dans la jonction en fonction du STT, comme montré sur la figure 1.25. On voit qu'il y a deux cas de figure dans ce modèle simple. Soit le courant dans la jonction nécessaire pour débloquent l'AF est déjà assez important. Dans ce cas, on se contente d'améliorer l'influence du STT pour réduire la consommation. Soit le courant de chauffage est assez faible, et on peut augmenter son intensité pour réduire le courant d'écriture et réduire la consommation. Dans ce second cas, il faut prendre en compte la tension de claquage qui peut limiter le courant maximal utilisable.

Les valeurs des paramètres R_1 , R_2 et I_{LC0} peuvent être assez variables comme indiqué dans la table 1.1.

R_1	Ligne de champ + Transistors d'alimentation	10 Ω – 2000 Ω
R_2	JTM + Transistors de sélection	1000 Ω – 20000 Ω
I_{LC0}	Écriture en absence de STT	5 mA - 20 mA

TABLE 1.1 – Plages de valeurs pour les paramètres contrôlant la puissance consommée.

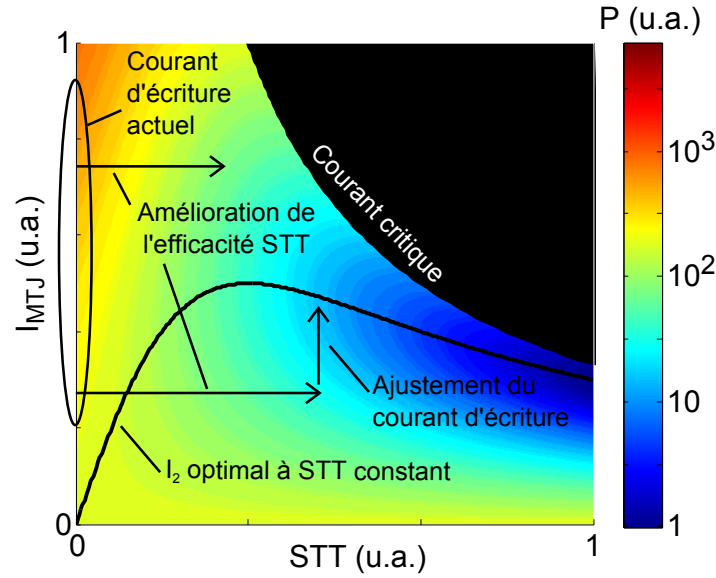


FIGURE 1.25 – Puissance consommée en fonction du STT. La courbe noire en cloche indique le courant d’écriture dans la JTM I_{MTJ} permettant de minimiser la puissance globale, pourvu que le champ d’écriture soit réduit au fur et à mesure que le STT augmente. Dans la zone noire, le courant d’écriture dans la JTM I_{MTJ} est supérieur au courant critique, donc il n’est pas nécessaire d’y pénétrer car à sa bordure l’écriture est possible par STT sans champ. En partant d’un système TAS sans STT, on voit deux programmes possibles de réduction de la consommation en fonction du courant d’écriture actuel. Si le courant d’écriture est en dessous de la courbe en cloche, il sera bénéfique de l’augmenter après avoir amélioré le STT pour pouvoir réduire le champ d’écriture et la consommation. Les bornes supérieures et inférieures entre lesquelles on peut travailler sont fixées par le déblocage de l’AF et la tension de claquage.

On peut faire une application numérique en prenant par exemple $R_1 = 1000 \, \Omega$, $R_2 = 2000 \, \Omega$, $I_{MTJ} = 0,7 \, \text{mA}$ ($3,8 \, \text{MA/cm}^2$ pour une jonction circulaire de diamètre $150 \, \text{nm}$) et $I_{LC0} = 10 \, \text{mA}$ et en supposant que 10 jonctions sont mutualisées par ligne de champ. Alors sans STT la puissance consommée en écriture est de $11 \, \text{mW}$. Si on parvient à diminuer le champ d’écriture de $50 \, \%$ grâce à l’effet STT, la puissance consommée devient $3,5 \, \text{mW}$.

1.6 Conclusion

La JTM TAS est un système physique complexe, faisant intervenir des effets thermiques, magnétiques, avec différents couplages, dans une structure épitaxiée, polycristalline.

La technologie TAS apporte de nouvelles solutions pour la sélectivité, la stabilité et la consommation des MRAM, leurs permettant d’adresser de nouveaux marchés.

Le couple de transfert de spin apparaît comme un moyen de réduire la consommation des TAS-MRAM. L’essentiel des mécanismes physiques en jeu est connu. Il faut trouver des solutions matériaux pour exploiter le STT avantageusement et comprendre comment son efficacité émerge dans un système complet grâce à des diagrammes de phase.

Chapitre 2

TAS-MRAM à écriture assistée par STT

2.1 Etat de l'art de l'utilisation du couple de transfert de spin dans les cellules TAS-MRAM

Il existe plusieurs idées combinant l'assistance thermique et le STT pour faciliter l'écriture des jonctions tunnel magnétiques. En dehors du régime précessionnel, le temps de retournement résulte de la combinaison d'une barrière d'énergie et de l'agitation thermique. Il existe donc naturellement deux approches pour faciliter l'écriture. Une première approche est d'augmenter l'agitation thermique ($k_B T$), tandis qu'une seconde approche est de diminuer la barrière d'énergie elle-même avec la température par exemple avec une diminution de l'anisotropie d'interface $K_i(T)$ d'une jonction tunnel magnétique perpendiculaire [81].

L'anisotropie peut être contrôlée de façon plus radicale. La stabilité de l'état écrit des jonctions tunnel magnétiques planaires dépend essentiellement du rapport d'aspect dans le plan (ellipticité) et de l'anisotropie magnétocristalline des matériaux ferromagnétiques. Ces termes sont assez faibles et il est difficile de conserver une stabilité suffisante en réduisant la taille. Ils sont typiquement de l'ordre de 10^3 à 10^4 J/m³, ce qui limite la taille à environ 100 nm. En revanche, si on augmente la stabilité en couplant la couche ferromagnétique à un matériau antiferromagnétique de 10 nm d'épaisseur dont l'anisotropie magnétocristalline est typiquement 10^6 J/m³, la stabilité devrait être suffisante jusqu'à 15 nm de diamètre. L'assistance thermique sert alors à basculer entre les modes écriture et lecture grâce au contrôle de l'anisotropie de l'AF qui maintient l'aimantation de la couche de stockage pour $T < T_B$ et qui la laisse libre pour $T > T_B$.

Cette approche a été appliquée dans la thèse de J. Alvarez-Hérault [1]. Certains des résultats sont montrés sur la figure 2.1. On y trouve la démonstration de l'écriture par STT de jonctions tunnel magnétiques piégées par échange avec un AF. Les dépendances de la probabilité de retournement avec l'amplitude et la largeur des impulsions ainsi qu'avec le champ magnétique ont été étudiées (Figure 2.1 (a) et (b)). Les caractéristiques principales du retournement du moment magnétique dans ces structures ont été mises en évidence, notamment le régime précessionnel et le régime thermiquement activé du retournement ainsi que les oscillations dans le plan précédant le retournement (Figure 2.1 (c)).

Ces travaux ont ouvert des problématiques, notamment l'optimisation du STT dans la phase de refroidissement et la question de l'interaction résiduelle entre la couche ferromagnétique et la couche AF pendant l'écriture ($T_B < T < T_N$). On peut entrevoir d'autres questions comme la statistique de l'effet STT sur un ensemble de jonctions et comment l'efficacité du STT varie avec les matériaux.

Le point de départ du présent travail de thèse est la cellule TAS-MRAM écrite par champ magnétique telle que développée par Crocus Technology. Ici on ne cherche pas forcément à retourner la couche magnétique seulement grâce au STT, mais plutôt utiliser le couple de transfert de spin pour assister le retournement et réduire le champ d'écriture. Cette utilisation avanta-

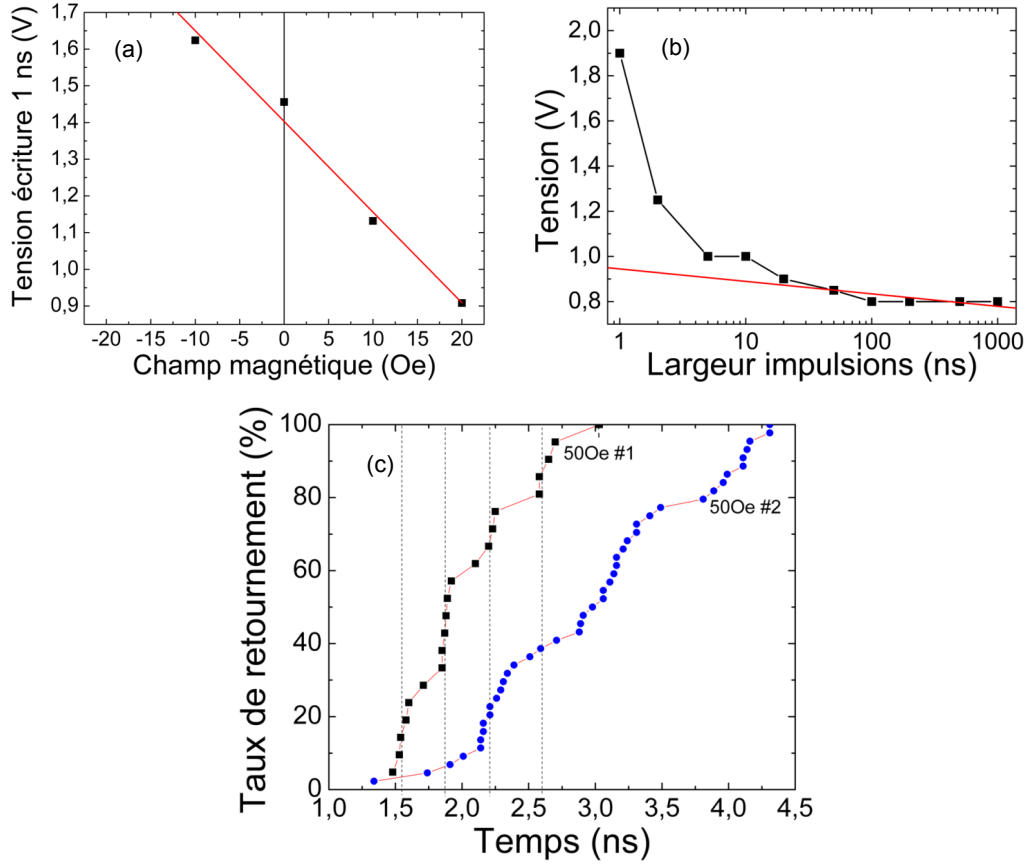


FIGURE 2.1 – (a) La relation champ de retournement - tension (40 Oe/V) pour une couche libre CoFeB 2 / Ru 0,8 / NiFe 1,5. (b) Mise en évidence des deux régimes de retournements (précessionnel et thermiquement activé) pour une couche piégée CoFeB 2 / Ru 0,74 / NiFe 1,5 / IrMn 6,5. (c) Paliers de probabilité de retournement dans un mode précessionnel dû à l’amorce des oscillations dans le plan induites par le STT généré par le courant de chauffage, en accord avec la fréquence de Kittel.

geuse du STT peut être illustrée avec l’équation de la barrière d’énergie. On peut faire apparaître une relation entre le courant fournissant le STT et la réduction du champ d’écriture ΔH .

$$E_0 \left(1 - \frac{H}{H_k}\right)^a = E_0 \left(1 - \frac{H - \Delta H}{H_k}\right)^a \left(1 - \frac{I}{I_c}\right)^b \quad (2.1)$$

Alors, pour $I \ll I_c$ et $\Delta H \ll H_k - H$:

$$\Delta H \approx \frac{b}{a} (H_k - H) J \frac{\eta \hbar}{\mu_0 e \alpha M_s^2 t} \quad (2.2)$$

La suite de ce chapitre sera consacrée à l’état de l’art du couple de transfert de spin au laboratoire, et l’état de l’art des cellules TAS-MRAM. Ces systèmes seront présentés en introduisant les différentes techniques de mesure utilisées dans cette thèse.

2.2 Fabrication et méthodes de caractérisations de l’empilement magnétique

Dépôt

Les couches minces magnétiques sont fabriquées par dépôt PVD, réalisé par pulvérisation cathodique magnétron avec une machine Timaris de la marque Singulus sur des wafers Si/SiO₂

de 50 mm à 200 mm de diamètre. La barrière tunnel est réalisée par oxydation naturelle de magnésium.

Recuit

Après dépôt, tous les échantillons sont recuits sous 1T, à 300°C ou bien 340°C, pendant 1h30, sans compter les temps de montée et descente en température de quelques heures.

Caractérisation magnétique

La caractérisation magnétique des échantillons pleine tranche est réalisée par VSM (*Vibrating Sample Measurement*). L'échantillon est mis en vibration. Le mouvement de son moment magnétique induit un courant dans une bobine de mesure. On effectue cette mesure en variant le champ magnétique appliqué afin d'observer le retournement des couches magnétiques et d'en déduire l'intensité des couplages.

Caractérisation magnétorésistive (transport)

La caractérisation électrique des échantillons avant la définition des piliers est réalisée par la méthode CIPT [82] (*Current In Plane Tunneling*). Un champ magnétique est appliqué pour passer de la configuration parallèle à la configure antiparallèle. La TMR est déduite de la mesure de résistance entre des pointes pour différents espacements, et les deux configurations.

Gravure

L'empilement magnétique est gravé sous forme de pilier généralement obtenu en deux temps, d'abord avec une gravure ionique réactive définissant un masque dur de tantale, puis une gravure par faisceau d'ions de l'empilement magnétique. La gravure est réalisée soit par Crocus Technology, soit en salle blanche PTA (Plateforme Technologique Amont).

Filière, prise de contact

La filière Crocus Technology permet, en back end, de contacter les jonctions soit directement, soit de les relier à des transistors. En PTA, la prise de contact des électrodes supérieurs et inférieurs est réalisée avec 3 niveaux de masques optiques. Cette fabrication est détaillée dans les thèses [1, 83], et la définition des piliers est détaillée en Annexe A.

2.3 Mesure de l'influence du couple de transfert de spin

L'objectif de cette thèse est de réduire le champ d'écriture de cellules MRAM assistées thermiquement. L'idée de départ est de faire cela grâce au couple de transfert de spin. Il est possible d'en tirer parti en changeant la polarité du courant à travers la barrière car cela doit favoriser un état ou l'autre. On cherche plus précisément à exploiter le couple de transfert de spin planaire qui est proportionnel à la tension, donc qui change de signe quand on change la polarité.

Pour étudier cet effet de réduction du champ de retournement quand on change la polarité du courant, il faut comparer les champs de retournement pour les deux polarités. L'efficacité du STT planaire sur le champ d'écriture serait $H^+ - H^-$ où $H^{+/-}$ est le champ de retournement pour une polarité indiquée par $+/-$. Mais en réalité, l'autre composante du couple de transfert de spin, perpendiculaire, favorise toujours le même état indépendamment de la polarité. De plus, d'autres effets peuvent faire varier le champ d'écriture en fonction de la tension et de la polarité du courant, par exemple l'asymétrie de chauffage. D'où l'importance des diagrammes champ-tension mesurés pour deux polarités du courant dans ce travail de thèse, afin d'arriver à déterminer, d'après les symétries, l'influence de chaque effet.

Symétrie du diagramme de stabilité

On peut représenter le diagramme d'écriture d'une structure TAS-MRAM standard comme sur la figure 2.2 (a). Les lignes en pointillés indiquent la tension où la température de blocage de l'AF est atteinte. En dessous de cette tension, il n'est pas possible de changer l'information stockée. Les lignes pleines indiquent le champ de retournement de la couche de stockage en l'absence du couplage d'échange avec l'AF. C'est donc là le champ d'écriture qui nous intéresse. En changeant le sens du champ, on peut obtenir un état ou l'autre (P soit Rmin ou AP soit Rmax). Du point de vue de la couche de stockage seule, ce champ de retournement est strictement le même pour P et pour AP. Ces champs de retournement décroissent avec la tension au minimum à cause de l'activation thermique $k_B T$ qui augmente par effet Joule avec la tension. En première approximation $\Delta T \propto V^2$, or dans cette gamme de température ($300 \text{ K} < T < 600 \text{ K}$) $\Delta H_c \propto \Delta T$, donc pour schématiser $\Delta H_c \propto V^2$. Comme décrit par la suite, d'autres effets que l'activation thermique peuvent également réduire le champ de retournement avec la tension, comme décrit par la suite.

Réduction du champ de retournement avec la tension indépendante de la polarisation en spin

Indépendamment du courant polarisé en spin (ou d'un courant de spin pur), la tension peut donc réduire le champ de retournement à cause de l'augmentation de température qu'elle occasionne par effet Joule, mais aussi via des effets liés à la tension elle-même. Le champ électrique créé par la tension pourrait permettre de contrôler soit l'anisotropie d'interface [84] (VCMA¹), soit indirectement l'anisotropie magnétocristalline à l'aide d'un piézoélectrique et de la magnétostriktion [85]. L'augmentation de température peut aussi faire varier l'anisotropie d'interface dans des systèmes planaires [86] ou perpendiculaires [81] (TIAR²). Enfin, l'augmentation de température peut provoquer de la dilatation, ce qui va changer les contraintes dans la structure autour de la JTM et changer l'anisotropie magnétocristalline à cause de la magnétostriktion. Ainsi, beaucoup d'effets autres que l'activation thermique (magnétostriktion, interface, magnétocristalline) peuvent faire varier l'anisotropie, et donc le champ de retournement à cause de la tension. Ces effets devraient pouvoir être déduits par des arguments de symétrie, notamment parce qu'il ne dépendent pas de l'état parallèle ou antiparallèle de la JTM.

Diagramme de stabilité : influence du couple de transfert de spin planaire

On a représenté la façon dont le diagramme d'écriture change en présence du couple de transfert de spin sur la figure 2.2 (b) et (c). Dans les JTM CoFe/MgO/CoFe, le couple planaire favorise l'état parallèle (P, Rmin) pour une tension positive, et l'état antiparallèle (AP, Rmax) pour une tension négative³. Cette influence a été représentée par une inflexion des champs de retournement sur la figure 2.2 (b). Par exemple, le champ de retournement pour obtenir l'état P diminue quand la polarité positive est utilisée. Sur la figure 2.2 (c), on trace ensemble les courbes pour les deux polarités de courant pour faire apparaître plus clairement l'influence du STT. La différence entre les deux courbes est l'efficacité du STT pour réduire le champ d'écriture.

Diagramme de stabilité : autres effets

D'autres effets que le STT peuvent influencer le diagramme et vont affecter les lignes de retournement. Sur la figure 2.3, on compare l'influence de ces effets sur la symétrie des lignes de retournement. Le terme STT planaire favorise le retournement vers l'état P avec la polarité positive, et le retournement vers l'état AP avec la polarité négative. Le terme STT perpendiculaire favorise le retournement vers l'état AP avec les deux polarités car il est proportionnel au

1. Voltage Control Magnetic Anisotropy

2. Thermally Induced Anisotropy Reorientation

3. En première approximation, il est proportionnel à la tension mais des modifications de la structure de bande peuvent faire apparaître un terme proportionnel au carré de la tension

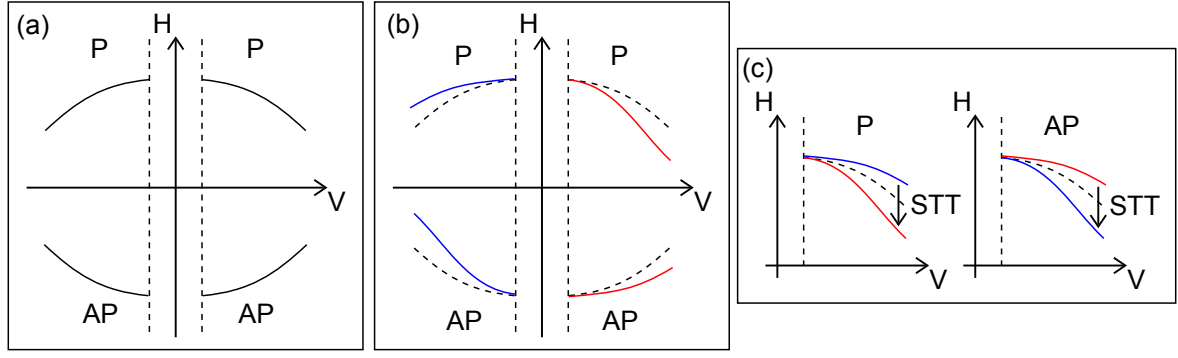


FIGURE 2.2 – Schémas des diagrammes champ-tension montrant l'influence du spin-torque. (a) Le seul effet de la tension est l'effet Joule qui augmente l'activation thermique. (b) Le couple de transfert de spin réduit ou augmente le champ d'écriture suivant la polarité (rouge pour la polarité positive et bleu pour la polarité négative) et le sens d'écriture P ou AP. L'effet attendu est croissant avec la tension. (c) Représentation des diagrammes en fonction de la valeur absolue de la tension pour mettre en évidence l'effet de la polarité.

carré de la tension ⁴.

Vue la convention prise pour la polarité du courant (tension et courant positifs lorsque les électrons vont de la couche de référence vers la couche de stockage), pour une polarité positive les électrons déposent l'énergie thermique dans l'électrode de stockage, donc la température dans l'électrode de stockage est plus élevée avec la polarité positive ⁵. A la même tension, la température est plus élevée, donc le champ de retournement est plus faible grâce à une plus forte activation thermique.

On peut résumer l'influence qualitative de ces effets sur les quatre champs de retournement sous forme du tableau 2.1. La mesure des quatre champs de retournement devrait permettre de distinguer ces trois effets. Ainsi, la réduction du champ d'écriture en changeant la polarité n'est plus simplement $H^+ - H^-$, mais $((H_p^+ - H_p^-) + (H_{ap}^- - H_{ap}^+))/2$.

Si on considère le STT planaire et l'asymétrie de chauffage, la polarité donnant la température la plus élevée dans l'électrode de stockage est la polarité favorisant l'état P. Il se trouve que dans notre convention c'est la polarité positive par définition. Mais si on prend comme convention que la polarité est positive lorsque les électrons vont du bas vers le haut, alors cette polarité (favorisant l'état P et donnant la plus haute température) sera positive si l'électrode de stockage est en haut et négative si l'électrode de stockage est en bas. Par exemple, pour bénéficier de cette polarité dans un circuit avec des transistors unipolaires, il faudrait changer la polarité des transistors si l'empilement est inversé verticalement.

	H_p^-	H_p^+	H_{ap}^-	H_{ap}^+
STT planaire	\nearrow	\searrow	\searrow	\nearrow
STT perpendiculaire	\nearrow	\nearrow	\searrow	\searrow
Asymétrie de chauffage	\nearrow	\searrow	\nearrow	\searrow

TABLE 2.1 – Influence de différents effets sur les champs de retournement $H_{p/ap}^{+/-}$: l'indice inférieur désignant le retournement vers l'état P ou AP et l'indice supérieur indiquant la polarité de tension utilisée

4. Il peut y avoir un terme proportionnel à la tension qui est généralement plus faible

5. Vue notre convention, la conclusion est la même si l'électrode de stockage est au-dessus ou en dessous de la barrière tunnel

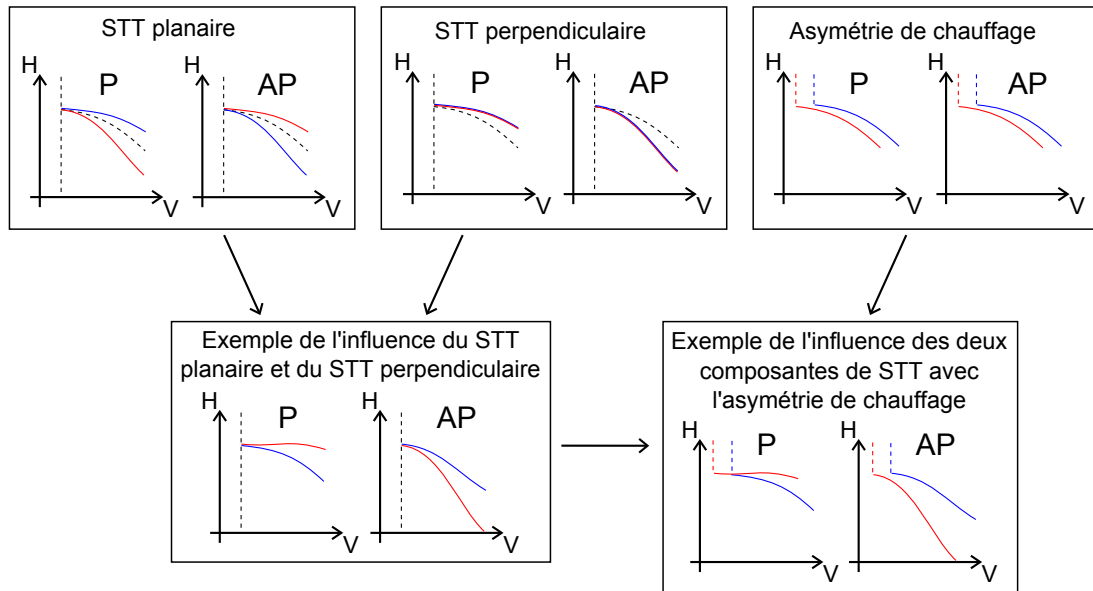


FIGURE 2.3 – Schémas des diagrammes champ-tension pour les termes STT planaire, perpendiculaire et pour l’asymétrie de chauffage

Méthode expérimentale

Pour mesurer ces diagrammes, il existe plusieurs méthodes. Nous commencerons par présenter le banc de mesure de façon générale, puis les spécificités de chaque méthode seront présentées au fur et à mesure.

Les échantillons sont des piliers avec une jonction tunnel magnétique contactés par deux pointes.

Le schéma du montage standard est montré en figure 2.4. Le champ magnétique est appliqué dans le plan des moments magnétiques (c’est à dire dans le plan du wafer) à l’aide d’un électroaimant visible sur la photo de gauche de la figure 2.5. Il peut aussi être appliqué avec les lignes de champ. Si le champ est appliqué avec un électroaimant, les bobines sont alimentées par des générateurs de courant Kepco, eux-mêmes contrôlés par un générateur programmable basse fréquence. La calibration est réalisée en positionnant la sonde de Hall approximativement au même endroit que l’échantillon. L’échantillon ne peut pas être placé au maximum du champ magnétique, entre les pôles de l’électroaimant à cause de la taille du wafer. Le champ magnétique est balayé à une vitesse rapide pour accumuler des statistiques de retournement. La vitesse de balayage (typiquement quelques dizaines de Hertz) du champ est limitée par l’inductance des bobines de l’électroaimant.

La tension est appliquée via des pointes RF. Les impulsions (10 ns à 200 ns) sont envoyées via la partie AC d’un té de polarisation (*Bias Tee*), tandis que le courant continu (200 μ s) est envoyé via la partie DC du té de polarisation. Les impulsions sont envoyées par un générateur d’impulsion, lui-même contrôlé par le générateur programmable basse fréquence. Le circuit DC qui sert à mesurer le niveau de résistance comporte un générateur (tension ou courant) et un appareil de mesure (ampèremètre ou voltmètre) dont l’horloge sert pour l’ensemble du système de mesure.

Analyse des probabilités de retournement : équation maîtresse et approximations utiles

Le système étudié peut être dans deux états P et AP notés 1 et 0. L’équation maîtresse qui décrit la probabilité $p_1(t)$ à un moment donné d’être dans l’état 1 est ($p_1 + p_0 = 1$) :

$$p_1(t) = -\frac{p_1}{\tau_{10}} + \frac{(1 - p_1)}{\tau_{01}} \quad (2.3)$$

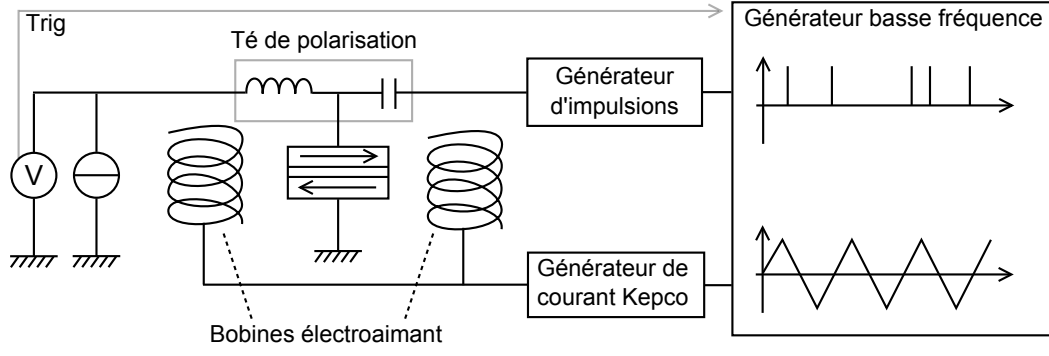


FIGURE 2.4 – Schéma du montage de mesure de diagramme de jonctions tunnel magnétiques individuelles

Où $\frac{1}{\tau_{10}}$ est le taux de transition pour passer de l'état 1 à l'état 0 et est donné par exemple par le modèle de Néel-Brown [28]. Ces taux dépendent de la barrière d'énergie et de la température. A priori, τ_{10} et τ_{01} peuvent dépendre du temps. Mais si la barrière d'énergie et la température sont stables (typiquement pour des impulsions de durée supérieur à 30 ns), on peut supposer ces taux de transition constants, et la solution exacte est :

$$p_1(t) = \frac{\tau_{10}}{\tau_{01} + \tau_{10}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right) \quad (2.4)$$

Où $\frac{1}{\tau} = \left(\frac{1}{\tau_{01}} + \frac{1}{\tau_{10}} \right)$. Le premier facteur décrit l'équilibre thermodynamique et le second l'équilibre cinétique. Il faut à priori utiliser cette expression, notamment pour les questions de retournement inverse [64] (*backswitching*). En général, la barrière d'énergie est suffisante pour empêcher un retournement vers l'état initial ($\frac{1}{\tau_{01}} \gg \frac{1}{\tau_{10}}$) et la formule se simplifie en :

$$p_1(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{01}}\right) \quad (2.5)$$

Une autre approche utile est, toujours dans cette approximation d'absence de retournement vers l'état initial, de considérer à nouveau la dépendance temporelle de $\tau_{01}(t)$. Alors :

$$p_1(t) = 1 - \exp\left(-\int_0^t \frac{dt'}{\tau_{01}(t')}\right) \quad (2.6)$$

2.4 Retournement par STT d'une couche libre simple

Motivation pour étudier une couche libre simple

Dans la TAS-MRAM, l'information est stockée dans la couche antiferromagnétique. Si ultimement, le STT pourrait être utilisé pour manipuler le paramètre d'ordre antiferromagnétique, dans cette thèse ce paramètre est contrôlé à l'aide de couches ferromagnétiques et du couplage d'échange à l'interface ferromagnétique/antiferromagnétique. Le STT est utilisé pour contrôler le moment magnétique de ces couches ferromagnétiques. Ainsi, dans un premier temps il faut mesurer l'influence de STT disponible sur une couche simple ferromagnétique. Il est important de connaître l'influence du STT sur une couche simple avant de l'étudier dans un système complet car le STT est sensible à la structure cristalline, et son influence va dépendre des champs d'anisotropie, ce que l'adjonction de la couche antiferromagnétique peut complexifier. Pour ce faire, nous étudions par la suite le diagramme champ-tension d'une couche libre simple.

Couche libre simple : comportement pleine tranche

L'échantillon est composé d'une couche de référence standard et d'une couche libre séparée par une barrière tunnel en MgO. Celle-ci est obtenue par oxydation naturelle de Mg, en

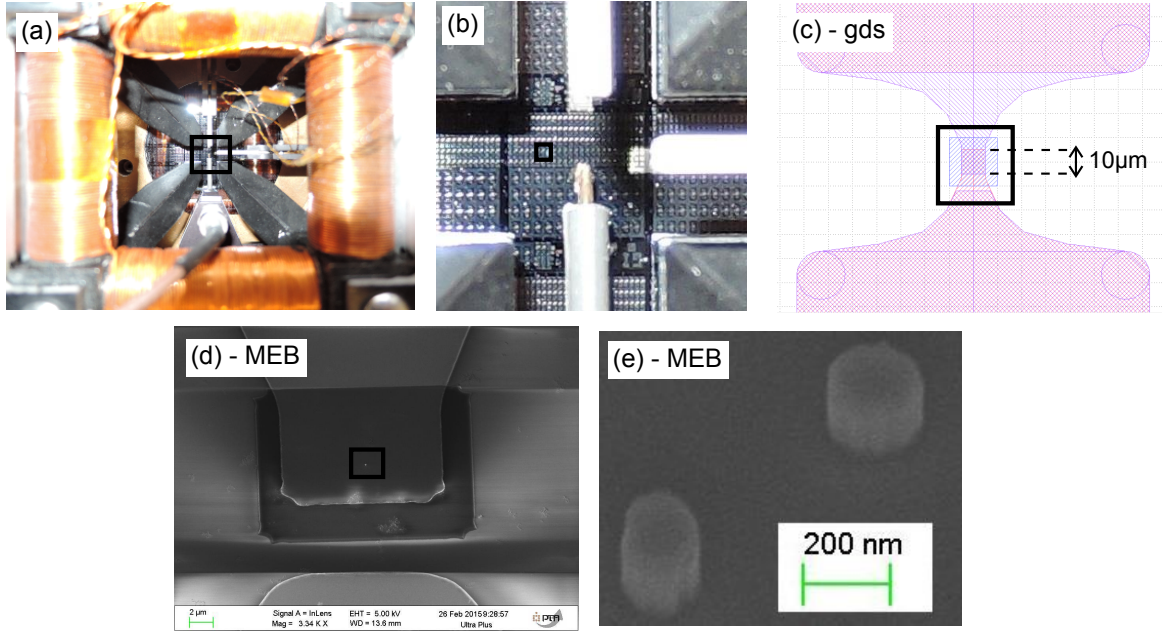


FIGURE 2.5 – Le carré noir sur chaque image représente la zone agrandie sur l'image suivante. (a) Photo de l'électroaimant constitué de deux paires de bobines (haut-bas, gauche-droite) permettant de créer un champ dans n'importe quelle direction dans le plan. (b) Les quatre pôles de l'électroaimant et les sonde de Hall, les pointes et le wafer. (c) Dessin des masques utilisés en PTA. (d) L'électrode inférieure, le polymère permettant l'isolation des électrodes (déforme évidemment le rendu MEB) et le pilier visible au milieu du polymère sous forme d'un point blanc. (e) Deux piliers après la gravure du masque dur.

deux étapes : Mg 1 nm, oxydation, Mg 0,2nm, oxydation. Le RA est mesuré par la méthode CIPT⁶ [82] à $18 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et la TMR vaut 130 %. Le diamètre de la jonction circulaire présentée ici, déduit de la valeur de résistance basse et du RA, est de 160 nm.

La couche libre est CoFeB 1,2/Ta 0,15/CoFeB 0,2 (nm). La couche de tantale a deux rôles. Premièrement, le tantale a un effet de "pompe à bore" [87] : le bore diffuse vers le tantale plutôt que vers la barrière tunnel ce qui permet la cristallisation de l'interface MgO/CoFe(B) et une meilleure TMR. L'autre effet est de réduire l'aimantation de la couche libre pour réduire la tension critique de retournement de l'aimantation par STT : le tantale a pour effet de créer des couches "mortes" de CoFeB, c'est-à-dire sans moment magnétique. D'un point de vue global, l'aimantation de la couche libre diminue ce qui réduit le courant critique $J_c \propto tM_s^2$ et augmente le gain de champ effectif $\Delta H \propto \frac{1}{tM_s^2}$. A noter qu'un autre moyen de réduire le moment magnétique de la couche libre est de réduire son épaisseur, mais on observe alors une diminution rapide de la TMR en dessous de $t_{\text{CoFeB}} = 1,4$ nm. Cela peut être dû à une mauvaise cristallisation, ou alors au basculement de l'axe d'anisotropie hors du plan à cause de l'anisotropie d'interface.

La couche de couverture (ou *capping*) est Ru 0,9/Ta 5/Ru 7. Le Ru 0,9 est là pour que l'interface supérieure de la couche libre soit semblable à celle d'empilements plus complets avec couche SyF (Synthétique Ferrimagnétique). La couche de ruthénium supérieure sert de couche d'arrêt de la gravure du masque dur. La couche de tantale sert à découpler les structures cristallines car un *capping* de Ru 7 seul fait tomber la TMR de 130 % à 50 % probablement en induisant une mauvaise structure cristalline dans le CoFeB.

Diagramme champ-tension avec impulsion à chaque pas de champ

Le diagramme champ-tension de la figure 2.7 est obtenu par une première technique qui consiste à faire des cycles de champ magnétique pour différentes tensions. Une impulsion d'une

6. avec un instrument de marque Capres

tension donnée est appliquée à chaque pas de champ durant une série de cycles, puis la tension des impulsions est augmentée. La résistance est mesurée via la partie DC du té de polarisation. Ici, la résistance est mesurée à courant fixe et mesure de la tension. Le courant de contrôle utilisé est déterminé initialement en mesurant le courant permettant d'obtenir 30 mV. C'est une tension négligeable puisque dans nos échantillons la diminution de la TMR de moitié et les effets de STT apparaissent pour environ 0,5 V. Cette méthode a été utilisée par exemple dans [88] dont est tiré le schéma de la figure 2.6

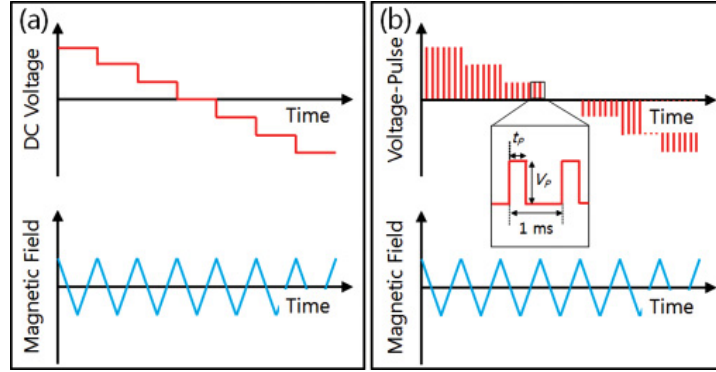


FIGURE 2.6 – (a) Schéma de méthode de mesure d'un diagramme de phase DC. (b) Schéma de méthode de mesure d'un diagramme de phase avec impulsions envoyées à chaque pas de champ. Tiré de [88]. La fréquence explorée est typiquement 0,1 Hz à 25 Hz, et l'amplitude de champ 50 Oe à 1000 Oe.

Le diagramme est ensuite reconstitué à partir de la moyenne de typiquement 30 cycles $R(H)$ mesurés pour des impulsions de tension croissante par pas de 20 mV. La résistance est normalisée entre 0 et 1 puis on définit 3 niveaux : $P < 0,35 < P/AP < 0,65 < AP$. Ces niveaux sont séparés par les lignes de la figure 2.7. Ce type de mesure est une mesure indirecte de la probabilité de retournement en fonction du champ car à chaque incrément de champ l'état du moment magnétique de la couche libre n'est pas réinitialisé, ainsi les retournements réussis à un champ donné résultent de l'action du champ tout le long du cycle à cause de l'activation thermique. L'expression de cette probabilité de retournement en fonction du temps est déduite de l'équation 2.6 [89] :

$$p(H) = 1 - \exp \left(- \int_0^H \frac{1}{\tau_0 R} \exp \left(- \frac{KV}{k_B T} \left(1 - \frac{h}{H_0} \right)^2 \right) dh \right) \quad (2.7)$$

Où R est la vitesse de balayage en champ magnétique. $\exp((1 - \frac{h}{H_0})^2)$ n'est pas directement intégrable, mais un changement de variable⁷ permet de l'exprimer à l'aide de la fonction erreur complémentaire [90].

$$p(H) = 1 - \exp \left(- \frac{H_0}{\tau_0 R} \sqrt{\frac{k_B T}{KV}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{KV}{k_B T}} \left(1 - \frac{H}{H_0} \right) \right) \right) \quad (2.8)$$

En se limitant au cas $H \ll H_0$, $\exp(-\frac{KV}{k_B T}(1 - \frac{h}{H_0})^2) \approx \exp(-\frac{KV}{k_B T}(1 - \frac{2h}{H_0}))$. On peut alors comparer le champ de retournement obtenu par balayage du champ au retournement théorique partant d'un état initial. Le champ de retournement est calculé pour $t_p = \tau_0$ pour lequel $p(H) = 63\%$. Il est déduit de la formule 2.6 dans le cas du balayage du champ, et de la formule 2.5 dans le cas où l'état initial est toujours le même. Dans le cas du balayage :

$$H = \frac{H_0}{2} \left(1 - \frac{k_B T}{KV} \ln \left(\frac{k_B T H_0}{2 \tau_0 R KV} \right) \right) \quad (2.9)$$

7. l'intégrale doit aussi partir de $-\infty$ au lieu de 0

Tandis que pour un état initial donné :

$$H = \frac{H_0}{2} \left(1 - \frac{k_B T}{KV} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0} \right) \right) \quad (2.10)$$

Ce cas simplifié nous permet d'entrevoir où se joue l'équivalence entre les deux types de mesure. Il ne s'agit pas d'une relation de proportionnalité. Le balayage du champ permet de mesurer le champ de retournement équivalent à celui obtenu avec une impulsion de durée $t_p = \frac{k_B T H_0}{2KV R}$. Ainsi, cette durée d'impulsion équivalente, "virtuelle" n'est pas simplement dépendante de R , mais elle dépend de paramètres intrinsèques à l'échantillon.

Couche libre simple : diagramme champ-tension

Sur le diagramme de la figure 2.7, une coupe à tension constante nous permet de voir le cycle d'hystérésis. Lorsque la tension augmente, on observe que pour une tension positive le champ de retournement vers l'état P diminue. Pour une tension négative le champ de retournement vers l'état AP diminue. La dépendance en tension de ces champs de retournement est linéaire en première approximation. Ce comportement est dû au couple de transfert de spin planaire qui change l'état favorisé en fonction de la polarité de la tension. On remarque que le STT ne modifie pas le champ de retournement en dessous de 0,5 V. Il y a deux effets qui font que l'effet du STT est "coupé" en dessous de 0,5 V : un effet propre aux jonctions planaires et un effet de la méthode de mesure.

Tension de coupure de l'effet STT dans une jonction planaire

La tension minimale à laquelle le STT planaire influence le champ de retournement dans une JTM planaire est à l'intersection de deux lignes, qui se déduisent des équations 1.26. L'une est le champ de retournement $H = H_k$. Il est dû à l'anisotropie dans le plan. L'autre ligne fait intervenir l'anisotropie hors du plan [61] $H = H_k + \frac{H_{\text{perp}}}{2} + \frac{a_{\parallel}}{\alpha}$. L'anisotropie dans le plan est de l'ordre de 10^3 J/m³ tandis que l'anisotropie hors du plan est de l'ordre de 10^5 J/m³. C'est pourquoi ces deux lignes ne se croisent pas à tension nulle, lorsque $a_{\parallel} = 0$, mais à une certaine tension en dessous de laquelle l'influence du STT planaire n'est pas visible.

Une stratégie pour augmenter l'efficacité du STT est de créer des systèmes où la couche qu'on retourne par STT a un champ démagnétisant réduit [57] à l'aide par exemple de l'anisotropie d'interface. Une autre solution est d'utiliser des systèmes où le polariseur et la couche libre sont à aimantation hors du plan.

Double temps caractéristique de mesure

L'autre effet qui coupe l'effet du STT à basse tension est dû à la méthode de mesure. Les impulsions de tensions durent 50 ns et sont envoyées à intervalle de 200 μ s. Entre chaque impulsion il peut y avoir un retournement. Le champ coercitif qui en résulte est plus faible que le champ coercitif associé aux impulsions de 50 ns. Ainsi, la zone bistable P/AP qu'on aurait obtenue avec des pas de 50 ns (nécessitant un balayage du champ à 20 kHz pour avoir 1000 pas de champ!) est coupé par les lignes $H = H_{c(200 \mu s)}$, comme on le voit sur le schéma de la figure 2.8. C'est le schéma équivalent au diagramme de la figure 1.14 tirée de [49], pour lequel on ne tient pas compte du STT perpendiculaire, mais où on inclue l'influence de l'agitation thermique sans effet Joule.

L'efficacité du STT dans la réduction du champ de retournement est la différence de champ de retournement entre les deux polarités. On peut la visualiser sur la figure 2.7 en traçant ensemble les champs de retournement pour les deux polarités comme discuté dans la partie 2.3. On observe que le champ de retournement vers l'état P est plus faible avec la polarité positive et le champ de retournement vers l'état AP est plus faible avec la polarité négative, en accord avec le STT planaire. L'asymétrie est ici très marquée, avec la possibilité de réduire le champ de retournement à une valeur négative, ce qui fait apparaître une gamme de tension en champ nul pour laquelle on peut obtenir l'état P avec une tension positive ($V > 0,8$ V) et l'état AP

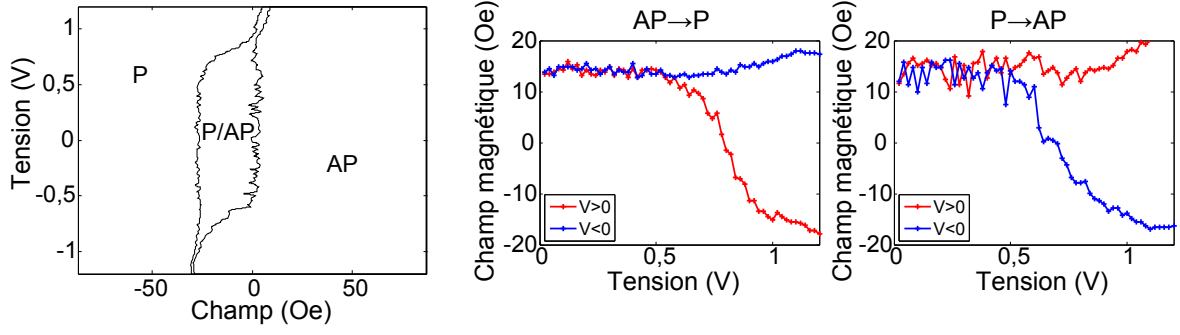


FIGURE 2.7 – Diagramme champ-tension mesuré avec des impulsions pour une couche libre simple

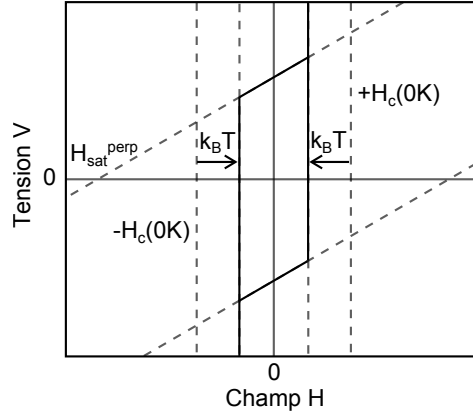


FIGURE 2.8 – Schéma d'un diagramme champ-tension d'une couche planaire avec un couple de transfert de spin planaire, et l'influence de l'agitation thermique sans effet Joule

avec une tension négative ($-V > 0,7$ V). Il s'agit du comportement en tension permettant de réaliser la STT-MRAM en contrôlant l'état final avec la polarité d'une impulsion de tension en champ nul. L'enjeu pour réaliser la TAS-MRAM assisté par STT est de conserver au maximum cet effet quand on rajoute la couche AF pour piéger la couche de stockage.

2.5 Test de l'influence de la polarité sur l'écriture de MRAM assistées thermiquement

Empilement TAS-MRAM à forte stabilité

Comme point de départ de cette thèse, une étude intéressante est de chercher un effet STT dans un empilement TAS-MRAM standard et d'en mesurer l'efficacité. Pour cela on a utilisé un empilement standard avec une couche de référence fixe et la couche de stockage est : MgO / CoFeB 3,5 / Ru 0,9 / CoFe 0,5 / NiFe 1,5 / FeMn 12 (nm). Il s'agit d'un SyF piégé dont le moment magnétique de la couche CoFeB 3,5 nm en contact avec la barrière domine. La TMR est de 140 % et le RA de $25 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. L'empilement a ensuite été gravé en jonctions circulaires de diamètre 280 nm.

SyF piégé : diagramme champ-tension

Nous avons mesuré le diagramme champ-tension de ce système, montré sur la figure 2.9 avec la même méthode que pour obtenir le diagramme d'une couche simple sur la figure 2.7. On observe que pour des faibles tensions ($|V| < 0,7$ V), on obtient toujours l'état P (Rmin). Pour cette gamme de tensions, la couche de stockage est bloquée par couplage d'échange avec l'AF. Quand, en augmentant la tension, la température de blocage de l'AF est atteinte, le SyF ne

subit plus de champ de couplage d'échange et on retrouve le cycle d'hystérésis à peu près centré en champ nul. On voit que la ligne de déblocage de l'AF semble avoir une pente non nulle. Cela vient du fait qu'en approchant de la température de blocage, le champ de couplage diminue et il est possible d'obtenir l'état AP pour un champ plus faible, sans que le SyF soit complètement débloqué.

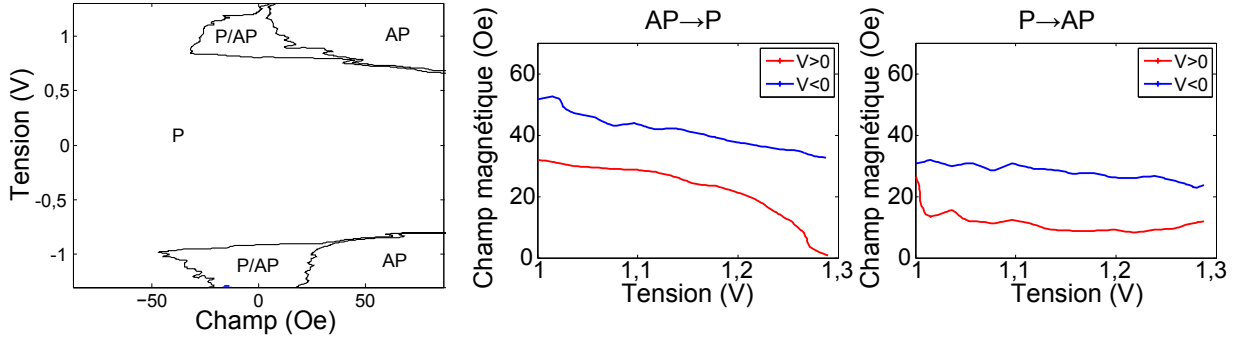


FIGURE 2.9 – Diagramme à impulsions d'une couche de stockage piégée : CoFeB 3,5/Ru 0,9/CoFe 0,5/NiFe 1,5/FeMn 12

A nouveau, il est possible de visualiser l'efficacité du STT en traçant ensemble les champs de retournement pour les deux polarités de tension sur la figure 2.9. On se limite à la gamme de tension $V > 1$ V pour laquelle il n'y a plus de champ de couplage d'échange. On observe cette fois que le champ de retournement est toujours inférieur avec la polarité positive. Cela ne s'explique pas avec le couple de transfert de spin planaire car pour l'état AP le champ de retournement devrait être plus faible avec la polarité négative. Une explication possible est l'asymétrie de chauffage comme discuté pour la figure 2.3. L'efficacité du couple de transfert de spin pour cet empilement est réduite car elle est proportionnelle à l'inverse de l'épaisseur de la couche devant subir le couple de transfert de spin (équation 2.2). Comme ici cette couche de CoFeB a une épaisseur de 3,5 nm, l'efficacité du couple de transfert de spin doit être 2,5 fois inférieure à celle de la couche libre d'épaisseur 1,4 nm.

On peut remarquer enfin qu'à tension élevée avec la polarité positive, le champ de retournement commence à diminuer pour l'état P et à augmenter pour l'état AP. Ce comportement pourrait être dû au couple de transfert de spin.

Ce type de diagramme nous permet de mettre en évidence l'effet de STT ou non, dans deux empilements différents, mais du fait que le champ magnétique est balayé, à chaque pas de champ les tentatives d'écriture ne sont pas faites à partir d'un état initial bien défini ce qui rend l'analyse plus difficile et donne à la probabilité mesurée la forme de l'équation 2.7.

Diagramme de probabilité d'écriture avec procédure d'initialisation

Il est possible de faire des tests d'écriture qui imitent au mieux le fonctionnement du produit pour ne pas passer à côté d'un comportement spécifique. Notamment le champ d'écriture utilisé est fixe dans une mémoire. On imite l'écriture dans un produit mémoire avec un test d'initialisation - écriture. Pour cela, au lieu d'envoyer une impulsion à chaque pas de champ, on procède d'abord à l'initialisation de l'état de la JTM par l'envoi d'une impulsion d'une tension donnée supérieure à la tension permettant de déblocage, (typiquement 10 % à 30 % au-dessus de la tension de déblocage) à un champ donné (typiquement 2 ou 3 fois le champ d'écriture, par exemple 300 Oe). Ensuite, on envoie une impulsion de la tension que l'on souhaite tester au champ d'écriture que l'on souhaite tester. Enfin, on lit la résistance en champ nul. La procédure initialisation-écriture-lecture est répétée un nombre N suffisant de fois pour réduire l'incertitude statistique σ sur la probabilité p ($\sigma = \sqrt{\frac{p(1-p)}{N}}$), typiquement 30 ($\sigma_{50\%}=10\%$, $\sigma_{90\%}=6\%$) à 800 ($\sigma_{50\%}=2\%$, $\sigma_{90\%}=1\%$) fois. On obtient une distribution de résistances pour chaque couple champ-tension.

Pour déterminer la probabilité d'écriture il faut alors choisir un critère de résistance

$$R_C = R_{\min} + C_R(R_{\max} - R_{\min}) \quad (2.11)$$

au-dessus duquel l'état est AP (R_{\max}) et en P (R_{\min}) en dessous, de manière analogue à ce qui est fait dans un dispositif réel. Le critère de résistance C_R est typiquement 0,4 à 0,5 ce qui correspond à l'état où l'angle entre la référence et la couche de stockage vaut 90° . Le critère de résistance s'exprime en fonction des conductances : $C_R = \frac{G_{AP}}{G_P + G_{AP}}$. Pour une TMR de 100 %, le critère idéal est 0,33. Enfin, il y a une distribution de résistance qui réduit l'écart entre le minimum des résistances hautes et le maximum des résistances basses autour de 50 %, conduisant au critère pratique $C_R = 0,4$.

SyF piégé : effet de la polarité sur le champ d'écriture

La mesure de probabilité d'écriture en fonction du champ et de la tension permet d'obtenir une carte $p(H, V)$. On a tracé sur la figure 2.10 les lignes pour lesquelles la probabilité d'écriture vaut 50 %⁸.

On observe trois régimes en fonction de la tension. Pour une tension inférieure à 1V, le champ d'écriture est supérieur à 100 Oe. L'écriture est presque impossible car la température est en dessous de la température de blocage de l'AF. Entre 1 V et 1,2 V pour l'état P et entre 1 V et 1,1 V pour l'état AP, le champ d'écriture diminue rapidement avec la tension. La température est proche de la température de blocage et un nombre suffisant de grains sont débloqués pour rendre possible l'écriture, mais les grains non débloqués exercent un champ de couplage qui augmente le champ d'écriture au-delà du champ de retournement du SyF libre. Ce champ de couplage diminue rapidement avec la tension au fur et à mesure que les grains sont débloqués. Le résultat est la convolution de la distribution de température de blocage des grains avec la dépendance de la température avec la tension ($T \propto V^2$). Le troisième régime pour une tension supérieure à 1,1 V - 1,2 V correspond à la situation où tous les grains de l'AF sont débloqués.

On constate plusieurs différences de comportement entre les polarités et le sens d'écriture P/AP. Premièrement, la tension de déblocage est plus faible pour l'état P que pour l'état AP (1,2 V pour $AP \rightarrow P$ et 1,1 V pour $P \rightarrow AP$). Cela vient de la différence de résistance de l'état initial (R_{\max} pour l'état P et R_{\min} pour l'état AP) qui change la puissance de chauffage disponible $P = \frac{V^2}{R}$. L'écart entre R_{\min} et R_{\max} est réduit à cause de la diminution de la TMR avec la tension. À la tension d'écriture 1,1 V, l'écart entre R_{\min} et R_{\max} est de l'ordre de 10 % ce qui est en accord avec l'écart de tension d'écriture observé.

Asymétrie de chauffage

Sur le diagramme de la figure 2.10, on observe une autre différence de comportement entre les polarités dans la deuxième région de tension ([1 V - 1,2 V] pour l'état P et [1 V - 1,1 V] pour l'état AP) qui s'explique par l'asymétrie de chauffage. La tension de déblocage est plus faible pour la polarité positive quel que soit le sens d'écriture. Cela signifie que le chauffage est plus efficace quand les électrons vont de l'électrode de référence vers l'électrode de stockage conformément à l'asymétrie de chauffage présentée dans le chapitre 1 [68].

On observe également que l'écart de tension d'écriture entre les polarités est plus grand pour écrire R_{\min} que pour écrire R_{\max} . Cela pourrait venir de la dépendance en tension de la résistance. R_{\max} décroît assez vite en tension donc si l'état P s'écrit à une plus haute tension avec la polarité négative, il faudra encore augmenter cette tension pour obtenir la densité de puissance nécessaire car la résistance a diminué. Cette différence d'écart de tension entre les polarités pourrait aussi s'expliquer par l'influence du STT.

8. Plus exactement les valeurs minimales de champ pour lesquelles la probabilité vaut 50 %. Il faudra adopter une autre représentation dans le chapitre 3 lorsque la probabilité d'écriture oscille avec le champ.

Couple de transfert de spin planaire : effet de réduction du champ d'écriture

Sur la figure 2.10, dans la région de tension au-dessus de la tension de déblocage de l'AF (1,2 V pour l'état P et 1,1 V pour l'état AP), le champ de retournement ne varie presque plus avec la tension. Il s'agit du champ d'écriture que l'on souhaite réduire et il correspond au champ de retournement de la couche libre. Il est essentiellement dû à l'anisotropie magnétocristalline et à l'anisotropie de forme dans le plan s'il y en a une. On observe que ce champ de retournement est plus faible avec la polarité positive pour l'état P et avec la polarité négative pour l'état AP. Cela s'explique par l'effet du couple de transfert de spin planaire. Contrairement à l'empilement avec une couche libre simple où le STT permettait de sélectionner l'état en champ nul, ici on observe une réduction du champ d'écriture de quelques Oersted. Il s'agit d'un effet qui permet de réduire le champ d'écriture en contrôlant la polarité du courant.

On observe ici un comportement différent de celui de la figure 2.9, pour un empilement très similaire. En réalité il est possible de voir sur une même plaque des jonctions pour lesquelles l'effet STT est visible et d'autres où il ne l'est pas, à cause de la dispersion de comportement. Pour avoir un effet STT exploitable, il faut qu'il soit plus grand que la dispersion. Pour savoir si c'est le cas, il faut pouvoir mesurer un grand nombre de jonctions.

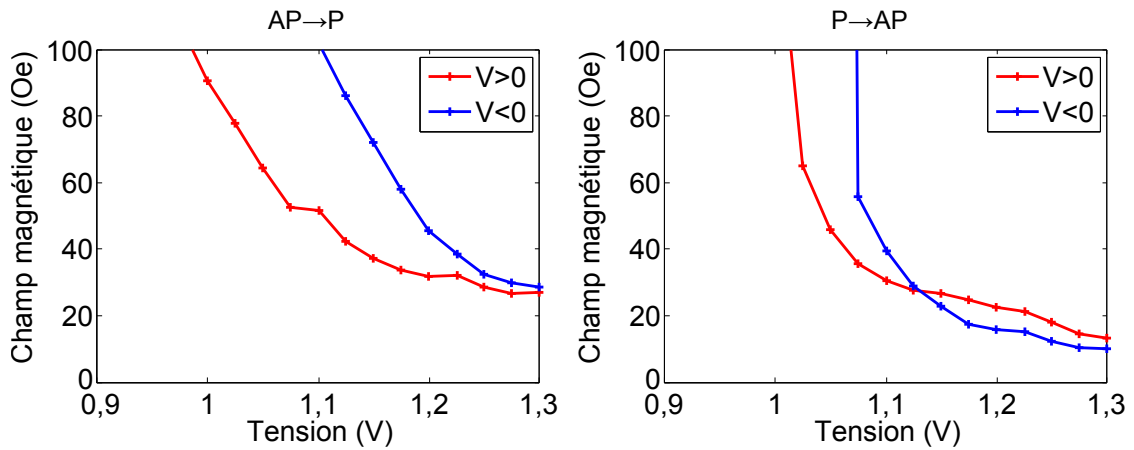


FIGURE 2.10 – Champs d'écriture à 50 % mesurés par initialisation/écriture avec des impulsions de 100 ns sur une couche de stockage piégée

2.6 Statistiques mesurées sur un véhicule de test 1kbit et sur des jonctions individuelles avec lignes de champ

Pour mesurer l'effet de réduction d'écriture exploitable en pratique dans une MRAM, il faut utiliser un dispositif de test avec un grand nombre de jonctions pour voir l'effet moyen, et où les jonctions sont dans un environnement imitant au mieux le produit en terme de densité, en terme de contraintes (magnétostriction) et d'environnement thermique. Pour cela on utilise un véhicule de test de 1024 jonctions (1kbit).

Les jonctions sont connectées individuellement à un transistor de sélection. Contrairement au produit il n'y a pas de ligne de champ pour générer le champ magnétique nécessaire à l'écriture, donc on utilise un électroaimant. On a aussi accès à des jonctions isolées, sans transistor, mais avec lignes de champ ce qui permet d'effectuer un test à plus haute fréquence car l'inductance de la ligne de champ est bien plus faible que celle de l'électroaimant. La ligne de champ participe aussi à recréer l'environnement produit. L'empilement de la couche de stockage testé dans cette partie est CoFeB 1,5 / Ta 0,2 / NiFe 1,5 / FeMn 12 (nm). Le RA est de $35 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$, et la TMR de 140 %.

Caractérisation des transistors bipolaires

Une première étape est de vérifier la possibilité de générer un courant dans les deux sens avec les transistors. Pour cela on fait la caractérisation des transistors. Sur la figure 2.11, on obtient la caractéristique complète des transistors. La tension de seuil est de 0,5 V. Le courant maximal dont on a besoin est de l'ordre de 2 mA pour les impulsions utilisées. Donc la tension de grille permettant de rester dans la gamme linéaire de $I(V_{ds})$ est $V_g = 3,5$ V.

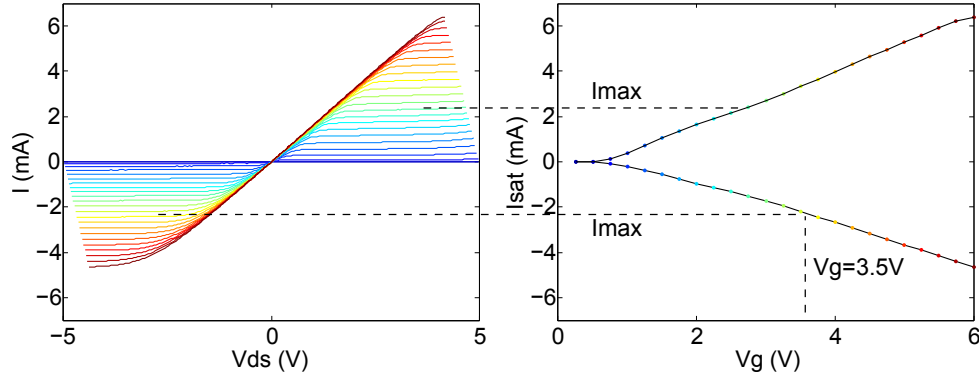


FIGURE 2.11 – Caractéristiques $I(V_{ds})$ et $I_{sat}(V_g)$ des transistors bipolaires des dispositifs 1kbit pour tests STT. I_{sat} est relevé pour chaque V_g sur le plateau de courant. On remarque que les transistors sont asymétriques, ils délivrent davantage de courant maximal pour la même tension pour la polarité positive que pour la polarité négative.

Méthode de calibration

L'effet de STT que l'on cherche à déterminer est potentiellement petit, donc il faut parfaitement connaître la tension que l'on utilise sur les jonctions. La tension de contrôle est appliquée sur l'ensemble jonction en série avec un transistor de sélection. Les transistors apportent une asymétrie (Figure 2.11) qui change la tension appliquée sur la jonction en fonction de la polarité du courant pour une même tension de contrôle. A cela s'ajoute la dépendance en tension de la résistance tunnel. Il semble difficile de contrôler la tension appliquée sur la jonction. Cependant, on peut mesurer le courant grâce à un ampèremètre en série avec la jonction et le transistor. Le contrôle du courant permet de s'affranchir du problème de la résistance série que représente le transistor. On obtient ainsi la dépendance en courant des champs d'écriture comme sur la figure 2.13.

Il est intéressant aussi de voir la distribution de courant entre les jonctions d'un même dispositif 1kbit pour une tension de contrôle donnée sur la figure 2.12. On observe une distribution non négligeable dont la largeur à mi-hauteur est de 3 %. Elle est due à la distribution de résistance des jonctions. Cette distribution s'élargit de façon proportionnelle avec la tension. Elle ne s'élargit donc pas en valeur relative ce qui est normal puisqu'il s'agit à la base d'une distribution de résistance. Pour garder un écart suffisant entre les distributions, nous avons utilisé des pas de 50 μ A.

Diagramme d'écriture d'un ensemble de 1024 jonctions

Les diagrammes ont été mesurés un faisant un essai d'écriture par jonction pour chaque valeur de courant et de champ. On obtient des distributions de résistances, et on choisit un critère, comme pour le diagramme de la figure 2.10. Il faut noter qu'il s'agit ici de distributions de résistance d'un ensemble de jonction mesuré une fois et non de distributions de résistance d'une jonction mesurée plusieurs fois. On en déduit le diagramme de probabilité d'écriture de la figure 2.13 en reportant les champs d'écriture pour lesquels 50 %, 95 % et 99,5 % des jonctions ont été écrites.

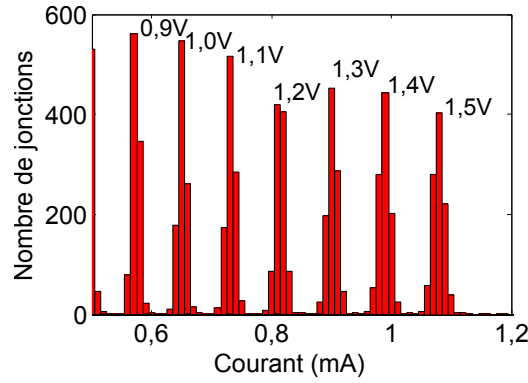


FIGURE 2.12 – Distributions de courant dans le dispositif 1kbit pour différentes tensions. La tension est appliquée sur l'ensemble jonction en série avec un transistor de sélection.

Réduction du champ d'écriture avec la polarité du courant

On observe sur la figure 2.13 que les valeurs relatives des champs d'écriture en fonction de la polarité du courant correspondent à un effet de couple de transfert de spin planaire. En effet, le champ d'écriture de l'état P avec la polarité positive est inférieur au champ d'écriture avec la polarité négative. De même, le champ d'écriture de l'état AP avec la polarité négative est inférieur au champ d'écriture avec la polarité positive. On observe ici un effet du couple de transfert de spin grâce au fait que les couches magnétiques sont plus fines (3nm au total) que dans l'empilement SyF de la partie 2.5 (5,5 nm au total composé de 3,5 nm et 2 nm dans les deux parties du SyF). La différence de champ d'écriture est de l'ordre de 8 Oe.

Cet effet permettrait une réduction du champ d'écriture de l'ordre de 15 % pour un taux d'écriture de 99,5 %⁹.

La consommation de la ligne de champ est diminuée d'environ 30 % car c'est une fonction quadratique du courant. Il en sera de même de la consommation globale si les transistors d'alimentation de ligne de champ sont très résistifs de sorte que la consommation serait essentiellement celle des lignes de champ.

Le courant critique prédit par l'équation 1.28 est de 38 MA/cm². En appliquant la formule 2.2, on trouve la réduction de champ d'écriture mesurée expérimentalement en utilisant $H_k=250$ Oe. Vu le champ de retournement à 50 % de 30 Oe, on peut déduire que la stabilité thermique de la couche lors de l'écriture au dessus de la température de blocage de l'AF est de $KV/k_B T = 14$ ce qui est cohérent.

Dispersion et distribution de champ de retournement, effet de la polarité

La dispersion des champs de retournement des différentes jonctions est liée à leurs différences physiques. La distribution de champ de retournement pour une jonction donnée est un effet stochastique dû à l'agitation thermique.

Le diagramme de la figure 2.13 comprend ces deux effets de dispersion : la dispersion entre jonction du fait qu'on a mesuré 1024 jonctions, et la distribution de champ de retournement du fait que chaque jonction n'est mesurée qu'une seule fois, on n'a ainsi pas vraiment accès au champ d'écriture d'une jonction. On peut lire la dispersion globale de champ d'écriture grâce aux lignes d'écriture à 50 %, 95 % et 99,5 %, avec par exemple la différence de champ magnétique entre la ligne à 50 % et la ligne à 99,5 %. On constate que cette différence est la même avec la polarité positive et avec la polarité négative. Ainsi la dispersion de champ d'écriture ne change pas avec la polarité pour cet empilement. Autrement dit, on arrive à réduire le champ d'écriture par un effet STT à tous les taux d'écriture de la même façon, indépendamment de la polarité.

9. Il faut remarquer ici que le bénéfice en terme de % de réduction du champ d'écriture dépend fortement du taux d'écriture visé. Cela vient de la dispersion de champ d'écriture.

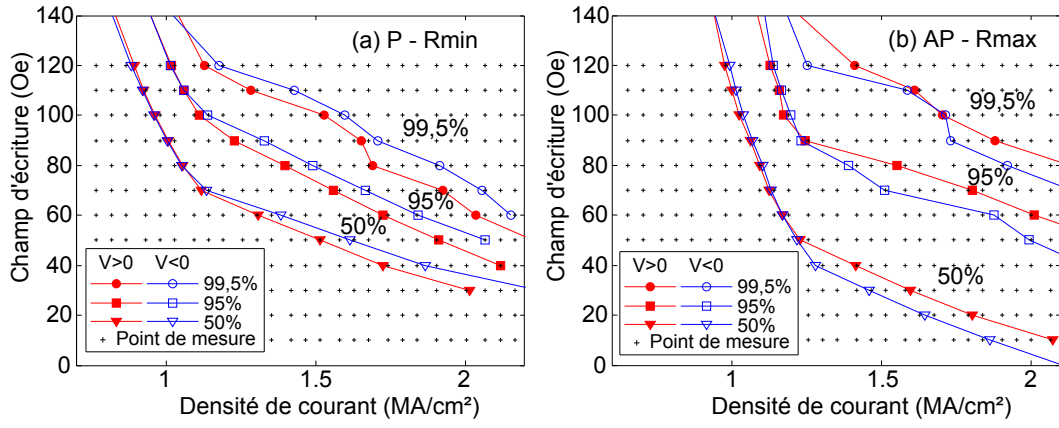


FIGURE 2.13 – Diagrammes champ-courant d'écriture mesurés sur un dispositif 1kbit. (a) Ecriture de l'état P. (b) Ecriture de l'état AP.

Anomalie de la dépendance du taux d'erreur avec la tension

On peut déterminer le taux d'erreur en fonction du courant à différents champ magnétiques, comme montré sur la figure 2.14. On observe que le taux d'erreur décroît rapidement à partir d'un certain courant de chauffage. Cela correspond au déblocage de l'AF. Dans cette gamme de courant, on retrouve le fait que l'augmentation de la température permet de débloquent davantage de grains de l'AF ce qui facilite l'écriture en réduisant le champ de couplage opposé à l'état final. On voit apparaître un deuxième comportement du taux d'erreur quand le courant augmente. Le taux d'erreur décroît moins vite avec le courant. Ce type de changement de dépendance du taux d'erreur avec la tension a déjà été référencé dans la littérature pour des JTM planaires à écriture par STT [91,92] sous le terme bifurcation du taux d'erreur (LPBS pour *low probability bifurcation switching*). Ici la cause de cette bifurcation du taux d'erreur est clairement différente car la première phase de décroissance du taux d'erreur est due au déblocage de l'AF. Le taux d'erreur décroît ensuite de façon identique pour les deux polarités du courant. Ainsi, le STT n'influence pas cette bifurcation du taux d'erreur, mais il s'agirait simplement d'un effet de la tension et/ou de la température réduisant la barrière d'énergie, ou facilitant le retournement par activation thermique comme discuté dans le paragraphe 2.3.

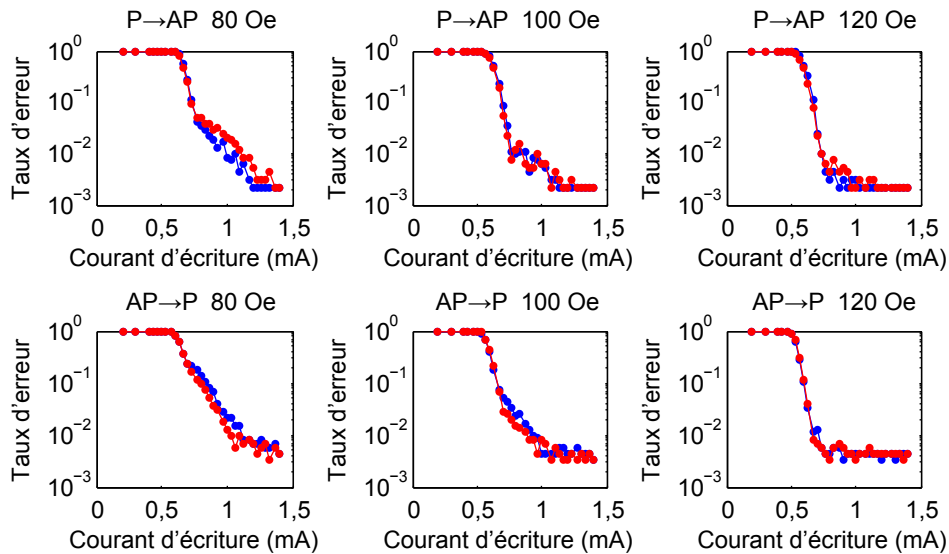


FIGURE 2.14 – Taux d'erreur d'écriture de 1024 jonctions

Diagramme d'écriture : structure avec lignes de champ

On dispose de structures avec lignes de champ ce qui permet de réaliser rapidement des diagrammes de jonctions individuelles dans un environnement avec ligne de champ (Figure 2.15). Dans cet exemple, les jonctions sont situées à 600 nm de l'axe central des lignes de champ. On peut alors faire une première estimation du champ généré par la ligne à l'aide de la loi de Biot et Savart intégrée pour un fil infini : $H/I = 1/(2\pi d) = 265 \text{ (A/m)}/\text{mA} = 3,3 \text{ Oe/mA}$, ce qui donne environ 50 Oe pour le maximum des ordonnées sur la figure 2.16. Le diagramme est obtenu par un test initialisation-écriture.

On retrouve pour cette jonction un comportement correspondant au STT favorisant l'état P avec la polarité positive et vice-versa avec la polarité négative. L'effet est plus marqué que l'effet moyen observé sur le diagramme de la 1kbit. En effet, il y a des dispersions de comportement de jonction à jonction qu'on discutera davantage dans la partie de l'étude de l'influence du RA. Ces dispersions de comportement peuvent faire apparaître un comportement pour une jonction donnée correspondant au STT alors que l'effet moyen mesuré sur un ensemble de jonctions est nul (voir Chapitre 3). C'est pourquoi il est important de faire des mesures sur un nombre statistiquement significatif de jonctions (typiquement 30) avant de conclure à l'efficacité du STT dans un empilement.

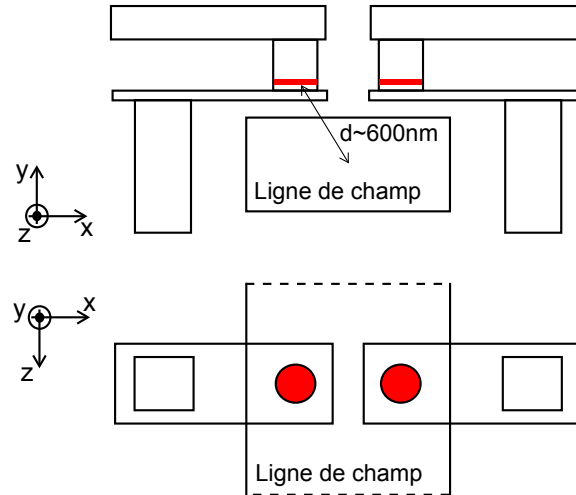


FIGURE 2.15 – Schéma des structures avec ligne de champ. La JTM est représentée en rouge.

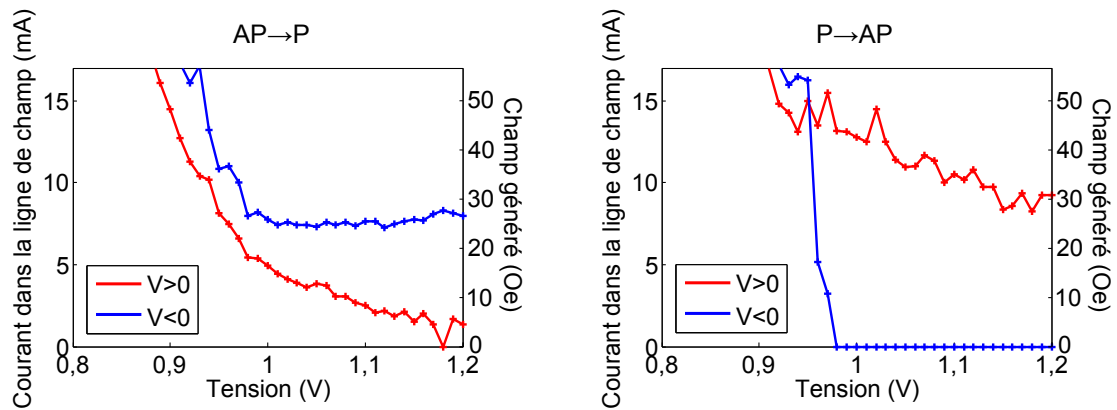


FIGURE 2.16 – Diagramme d'écriture d'une jonction réalisée avec les lignes de champs. Cette jonction a un effet STT fort, elle ne représente pas le comportement moyen mesuré pour cet empilement, visible sur la figure 2.13.

Dispersion de résistance : choix du critère d'écriture

Une étude plus poussée des états écrits sur cette jonction révèle des comportements surprenants et très intéressants. Sur la figure 2.17 (c) les histogrammes des états écrits avec les deux polarités de courant sur l'ensemble du diagramme comportent des niveaux de résistances intermédiaires. En accord avec le STT, la polarité positive a permis d'obtenir des niveaux de résistance intermédiaires proches de R_{min} et la polarité négative des niveaux de résistance intermédiaires proches de R_{max} . Ces niveaux de résistance intermédiaire correspondent soit à un angle entre la référence et la couche de stockage (macrospin), soit à des états micromagnétiques. L'action du STT peut alors être vue comme locale, influençant le moment magnétique de façon à faire tendre l'angle entre les aimantations moyennes de la couche de référence et de la couche de stockage vers 0 ou π suivant que l'état P ou l'état AP est favorisé.

On a tracé la zone du diagramme comportant au moins 50 % de tels états sur les diagrammes (a) et (b) de la figure 2.17 pour l'état P. On voit qu'ils sont localisés dans la zone où le champ de retournement dépend de la polarité à cause du STT. Ainsi, si on souhaite utiliser la polarité positive pour avoir un champ d'écriture plus faible, on risque d'obtenir les états de résistance intermédiaires proches de R_{min} . Ce type d'états n'est pas désirable car la différence de résistance permettant de différencier un 0 d'un 1 est réduite. Ainsi, pour analyser le diagramme obtenu par test de retournement, il est important de prendre en compte les niveaux de résistance et la résistance critique.

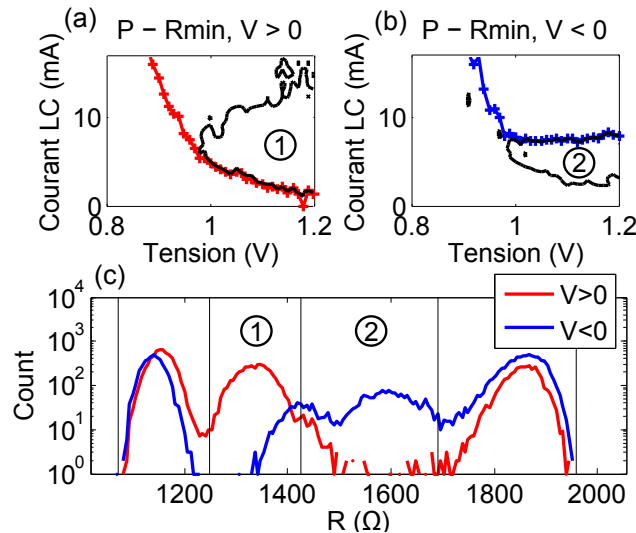


FIGURE 2.17 – Distribution des résistances après écriture selon la polarité du courant, et localisation des états de résistance intermédiaires quand ils représentent plus de 50 % des états. On ne montre ici les états 1 que pour la polarité positive et les états 2 pour la polarité négative.)

Réduction de la consommation de courant

Pour revenir au diagramme de la figure 2.16, la présence des lignes de champ nous permet de faire une estimation du gain de courant d'écriture qu'on peut attendre. Si on utilise une seule polarité pour l'écriture, le courant d'écriture est d'environ 4 mA à 6 mA. Si on combine la polarité avec le sens d'écriture, le courant d'écriture descend à 1 mA avec 1,2 V de tension appliquée sur la jonction.

2.7 Conclusion

Nous avons vu dans cette partie différents moyens de caractérisation de l'influence du STT sur l'écriture des TAS-MRAM. Le principe est de regarder les effets de symétrie de la polarité et du sens d'écriture sur le champ d'écriture. On peut faire cela par la mesure de diagrammes

champ-tension. Il y a plusieurs méthodes de mesures. La méthode par balayage du champ est adaptée pour les couches libres. La méthode d'initialisation-écriture est adaptée pour des couches de stockage piégées, et pour imiter le comportement dans un produit. On peut déceler la présence de STT dans les structures TAS-MRAM conventionnelles, mais c'est soit par hasard sur une jonction isolée, soit un effet de réduction partiel du champ d'écriture.

Chapitre 3

Amélioration de l'influence du STT dans l'empilement TAS-MRAM

3.1 Considérations matériaux : TMR-STT-Couplage d'échange F/AF

Cristallographie

Une JTM à barrière tunnel MgO est essentiellement cristalline. Idéalement elle serait monocristalline mais en général dans des échantillons fabriqués par pulvérisation cathodique, elle est polycristalline. Quelques éléments de cristallographie des différents matériaux utilisés dans les MRAM sont présentés sur la figure 3.1.

Le **MgO** [93] a une structure de type NaCl. Le paramètre de maille vaut $a_{\text{MgO}} = 0,42$ nm.

Le **CoFe(B)** a une structure cubique centrée de paramètre de maille $a_{\text{CoFe}} = 0,28$ nm.

L'interface **MgO/CoFe** doit permettre la conservation de la symétrie des états de Bloch afin d'avoir le phénomène de filtrage. Pour cela, les deux couches doivent croître suivant la direction (001). Les matrices de MgO et CoFe doivent être tournées relativement de 45° afin d'avoir une bonne relation d'épitaxie comme montré sur le schéma 3.1. En effet, la demi-diagonale de la maille est de $\frac{\sqrt{2}}{2}a_{\text{MgO}} = 0,29$ nm, soit un écart de 3 % avec le CoFe. La bonne relation d'épitaxie est visible sur l'image de la figure 3.2.

Le **NiFe** a une structure cubique face centrée de paramètre de maille 0,35 nm comme le **FeMn** (paramètre de maille 0,36 nm). Leur croissance se fait suivant leur axe (111). Cette croissance est nécessaire pour assurer un bon couplage d'échange à l'interface. Cette croissance se caractérise par un axe de symétrie d'ordre trois. Le ruthénium qui croît suivant l'axe (100) de sa structure hexagonale compacte a aussi un axe de symétrie d'ordre trois, mais un paramètre de maille 0,27 nm. On voit qu'il ne peut pas y avoir un bon rapport d'épitaxie entre la partie piégeage antiferro et la partie barrière qui elle a un axe de symétrie d'ordre quatre de par sa croissance suivant l'axe (001) de structures cubiques.

Comme on l'a vu avec les équations 1.28 et 1.30, pour améliorer l'efficacité du couple de transfert de spin une première stratégie est de réduire l'épaisseur de la couche ferromagnétique. Cependant, comme on vient de le voir il est nécessaire d'avoir certaines relations d'épitaxie : à l'interface MgO/CoFeB pour assurer une bonne TMR et à l'interface NiFe/FeMn pour assurer un bon couplage d'échange. Ces deux interfaces n'ont pas la même structure cristallographique (symétrie dans le plan d'ordre 4 pour la TMR et d'ordre 3 pour le couplage d'échange), ainsi en amincissant la couche ferromagnétique on rapproche ces interfaces et on diminue l'épaisseur permettant de relâcher les contraintes épitaxiales¹. Plus on amincit la couche ferromagnétique pour améliorer l'influence du STT, et plus les interfaces contrôlant la TMR et le couplage d'échange se dégradent. Pour un jeu de matériaux donné, il y a donc un compromis à trouver

1. Il y a eu des recherches de matériaux permettant d'avoir un couplage d'échange à température ambiante avec une symétrie dans le plan d'ordre 4 mais la solution n'a pas été trouvée [93]

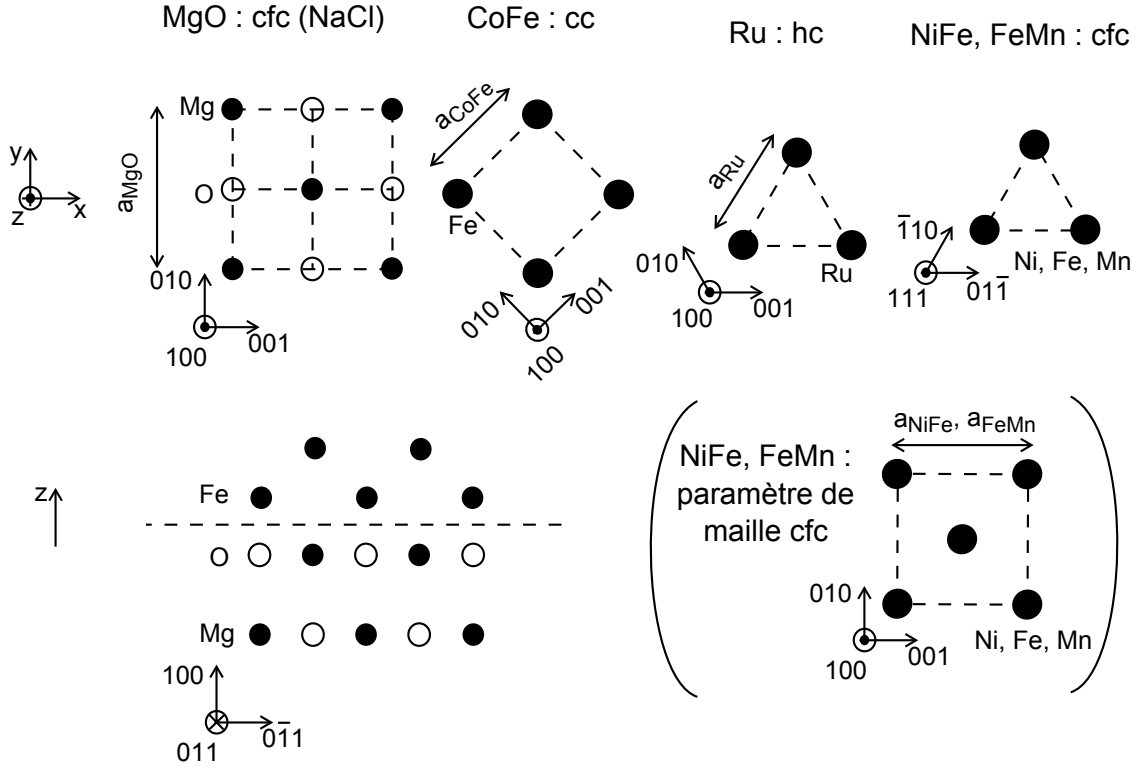


FIGURE 3.1 – Structures cristallographiques des différents matériaux constituant une JTM assistée thermiquement, et relations d'épitaxies

entre TMR, efficacité du STT et qualité du piégeage par l'AF. Cette question est cruciale pour augmenter l'influence du STT dans les TAS-MRAM. Il existe des solutions pour contourner cette difficulté.

Relâcher les contraintes épitaxiales : Couche de saupoudrage

Un matériau peut être "saupoudrée" (*dusting layer*) dans la couche ferromagnétique pour tenter de découpler les structures [95–97]. Ça peut être une couche de 0,1 nm à 0,3 nm de tantale ou de ruthénium. Une telle couche n'est pas continue (l'épaisseur déposée est inférieure à l'épaisseur d'un atome, et est à comprendre au sens d'un nombre d'atome déposé par unité de surface), c'est pourquoi on dit qu'elle est saupoudrée. Dans notre structure, on peut découpler les interfaces MgO/CoFeB et NiFe/FeMn en introduisant une couche de tantale entre le CoFeB et le NiFe comme dans l'empilement MgO / CoFeB 1,5 / Ta 0,2 / NiFe 1,5 / FeMn 12 de la partie 2.6.

Réduire l'épaisseur magnétique effective

L'épaisseur qui intervient dans les équations 1.28 et 1.30 est en réalité l'épaisseur de matériau portant une aimantation. Si on parvient à réduire cette épaisseur magnétique sans réduire l'épaisseur du matériau, on peut améliorer l'efficacité du STT sans augmenter les contraintes épitaxiales. Or, le tantale a cette propriété de créer des couches mortes magnétiquement à son interface [98–100]. Donc on peut créer une interface avec du tantale pour la couche ferromagnétique en contact avec le MgO afin de réduire son épaisseur magnétique effective et augmenter l'influence du STT. La limite de cette méthode est que le tantale augmente l'amortissement à cause d'un fort couplage spin-orbite. Cette augmentation de l'amortissement est visible dans MgO/CoFeB/Ta lorsque l'épaisseur de CoFeB diminue [101].

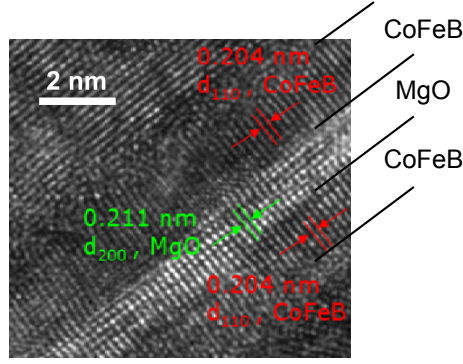


FIGURE 3.2 – Image de microscopie électronique en transmission haute résolution indiquant la bonne relation d'épitaxie entre MgO et CoFeB, extraite de [94]

Cette couche de tantale peut être la même que la couche “saupoudrée” discutée ci-dessus. Elle peut être plus épaisse, mais il faut alors trouver une solution pour coupler la bicouche CoFeB/Ta à la couche AF. C'est cette solution qui est étudiée dans la partie 3.2.2.

Relâcher les contraintes épitaxiales : multicouche synthétique ferrimagnétique

Pour relâcher plus facilement les contraintes épitaxiales, il faut augmenter l'épaisseur entre les deux interfaces critiques. Pour faire cela sans augmenter l'épaisseur de la couche ferromagnétique recevant le STT, on peut séparer les interfaces en pensée. On imagine ainsi une couche MgO/CoFeB séparée d'une couche NiFe/FeMn par du vide. Comment remplir ce vide pour conduire le courant et réaliser un couplage entre le CoFeB et le FeMn pour que le CoFeB permette de connaître l'état du FeMn ? En séparant ces couches par un métal non magnétique. Le couplage se fait soit via le couplage d'échange intercouche (RKKY) obtenu pour du ruthénium, soit via le couplage dipolaire après gravure du pilier. Le couplage dipolaire est un couplage antiparallèle (SAF pour synthétique antiferromagnétique) tandis que le couplage RKKY peut être antiparallèle ou parallèle (SF pour synthétique ferromagnétique) en fonction de l'épaisseur de ruthénium². Cet empilement est similaire au SAF utilisé dans la couche de référence, à ceci près que la couche de référence est compensée, c'est à dire que $M_{s1}t_1 - M_{s2}t_2 = 0$, ce qui la rend insensible au champ magnétique (où $M_{s1/2}$ et $t_{1/2}$ sont l'aimantation et l'épaisseur de l'une ou l'autre des deux couches du SAF), tandis qu'on souhaite contrôler la couche de stockage avec un champ magnétique. Il faut donc décompenser la couche de stockage en augmentant l'épaisseur ou l'aimantation d'une des couches du SAF afin qu'elle domine l'autre. On parle alors de synthétique ferrimagnétique (SyF). Si le couplage entre les deux couches est très grand, le SyF se comporte comme une couche ferromagnétique de moment magnétique surfacique $M_{st} = M_{s1}t_1 - M_{s2}t_2 = \Delta M$.

Autres solutions

On peut augmenter l'anisotropie d'interface, terme K_s dans l'équation 1.30, en modifiant la composition de la couche de CoFe(B). Etant donné que l'anisotropie d'interface vient essentiellement des liaisons Fe-O [55,56], en augmentant la proportion de fer, on augmente l'anisotropie d'interface.

On peut aussi augmenter la polarisation en spin, terme η dans l'équation 1.30, en améliorant l'interface MgO/CoFeB. En changeant les conditions de dépôt, de recuit, on peut améliorer la cristallinité de la barrière tunnel ce qui augmentera l'efficacité du STT et la TMR.

On peut enfin diminuer l'amortissement, terme α de l'équation 1.30. Ce terme dépend des matériaux [102], et des interfaces [103].

2. Attention à ne pas confondre l'orientation des couches à l'origine de la TMR noté P/AP, et le couplage entre les couches magnétiques d'une électrode noté SAF, SF ou SyF. En plus, il peut y avoir un couplage à travers la barrière tunnel qui peut être ferromagnétique ou antiferromagnétique alors que la JTM est dans l'état P ou AP

3.2 Réduction du champ d'écriture avec un empilement Synthétique ferrimagnétique

Dans cette partie, nous allons voir les résultats obtenus avec la solution d'un SyF. Pour mieux comprendre ces résultats, il faut savoir comment se comporte en champ un SyF couplé ou non à une couche antiferromagnétique.

3.2.1 Comportement en champ d'un SyF

Le schéma du SyF est représenté sur la figure 3.3. Lorsqu'on cherche les champs de retournement d'une multicouche SyF dans l'hypothèse macrospin, dans un modèle de type Stoner-Wolfarth, l'énergie est [104] :

$$E = -\mu_0 M_1 H \cos(\theta_1) - (\mu_0 M_2 H + J_{F/AF}) \cos(\theta_2) + K_1 \sin^2(\theta_1) + K_2 \sin^2(\theta_2) + J_{rky} \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (3.1)$$

Où M_1 et M_2 sont les moments magnétiques de chaque couche, θ_1 et θ_2 sont les angles de l'aimantation de chaque couche avec l'axe facile, H est le champ appliqué, $J_{F/AF}$ est l'énergie de couplage à l'interface entre la couche 2 et l'AF, K_1 et K_2 sont les énergies d'anisotropie et J_{rky} est l'énergie de couplage intercouche. La méthode consiste alors à trouver les valeurs de champ pour lesquels les états (0,0) (0, π) (π ,0) et (π , π) deviennent instables. On trouve dans [104] les solutions en l'absence d'anisotropie. La méthode pour trouver la solution en présence d'anisotropie est décrite dans [105].

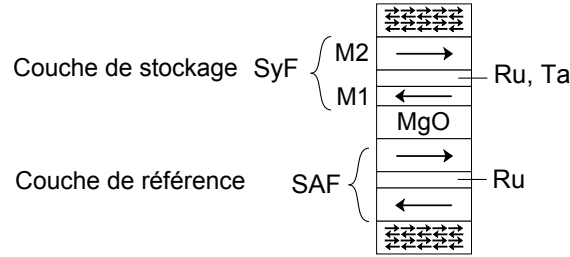


FIGURE 3.3 – Schéma d'un empilement complet avec couche de stockage SyF

SyF libre

On peut voir sur la figure 3.4 (a) un exemple avec une légère anisotropie. Dans la gamme de champ où les moments magnétiques des deux couches du SyF sont non-colinéaires, l'aimantation évolue progressivement avec le champ. Cet angle apparaît au champ de spin-flop H_{sf} et diminue au fur et à mesure que le champ augmente, jusqu'à ce que les deux moments magnétiques soient parallèles, au champ de saturation H_{sat} . Les expressions analytiques de ces champs de retournement lorsque $J_{F/AF} = 0$, $K_1 = 0$ et $K_2 = 0$ sont :

$$\begin{aligned} H_{sf} &= \pm \frac{J_{rky} |M_1 - M_2|}{\mu_0 M_1 M_2} \\ H_{sat} &= \pm \frac{J_{rky} (M_1 + M_2)}{\mu_0 M_1 M_2} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Si K_1 et K_2 sont non nuls, il peut y avoir plusieurs situations possibles [106]. La plus simple est l'apparition d'une hystérésis (Figure 3.4 (a)).

SyF piégé

Si une des couches est piégée, en l'absence d'anisotropie le retournement cohérent du SyF n'est plus possible (Figure 3.4 (b)). Mais on retrouve tous les états possibles en présence d'anisotropie.

On note H_{θ_1, θ_2} le champ d'instabilité de l'état (θ_1, θ_2) . Comme on cherche les instabilités des états $(0, 0)$, $(0, \pi)$, $(\pi, 0)$ et (π, π) , on peut définir des symboles δ_1 et δ_2 tels que $\theta_i = 0 \Rightarrow \delta_i = 1$ et $\theta_i = \pi \Rightarrow \delta_i = -1$. Alors les huit champs d'instabilités sont de la forme :

$$H_{\theta_1, \theta_2} = \frac{1}{2} \left(A \pm \sqrt{A^2 + B} \right) \quad (3.3)$$

avec :

$$A = \frac{1}{\mu_0} \left(\delta_2 \frac{J_{\text{rkkky}}}{M_1} + \delta_1 \frac{J_{\text{rkkky}}}{M_2} - \frac{J_{\text{F/AF}}}{M_2} - \delta_1 \frac{2K_1}{M_1} - \delta_2 \frac{2K_2}{M_2} \right) \quad (3.4)$$

$$B = 4 \frac{\delta_2 J_{\text{rkkky}} J_{\text{F/AF}} - \delta_1 2K_1 J_{\text{F/AF}} - \delta_1 \delta_2 4K_1 K_2 + 2J_{\text{F/AF}} (K_1 + K_2)}{\mu_0^2 M_1 M_2}$$

En pratique, on ne voit jamais apparaître tous les retournements car les conditions pour les obtenir sont contradictoires. Une situation standard est montrée sur la figure 3.4 (b).

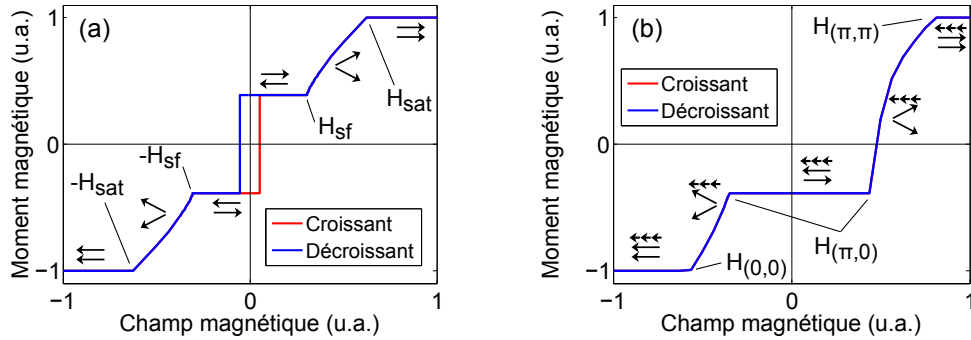


FIGURE 3.4 – Courbe $M(H)$ d'un SyF. (a) SyF libre. (b) SyF piégé.

Effet de la décompensation du SyF sur la relation $R(H)$

On a représenté sur la figure 3.5 les cycles $R(H)$ correspondant aux deux possibilités quand à la domination de l'aimantation d'une des couches du SyF. On voit apparaître le spin-flop dans les deux cas, mais en pratique le couplage RKKY peut être suffisamment fort pour que le spin-flop ne passe pas par des grands angles et n'apparaisse pas sur la courbe $R(H)$ pour le SyF où le moment magnétique de la couche adjacente à la barrière domine. Une différence remarquable entre les deux cas est que pour une direction donnée du champ magnétique, dans le cas (a) la couche en contact avec l'AF passe d'un sens à l'autre au travers du spin-flop, tandis que dans le cas (b) elle reste globalement dans la même direction avant et après le spin-flop.

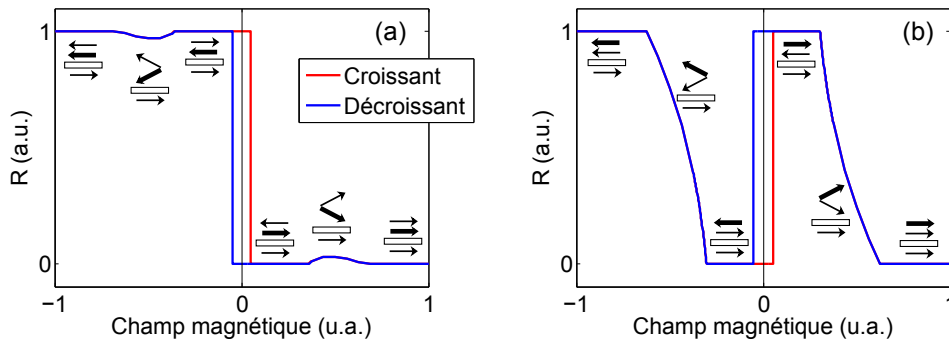


FIGURE 3.5 – Courbe $R(H)$ d'un SyF libre. (a) le moment magnétique de la couche près de la barrière domine. (b) Le moment magnétique de la couche couplé à la couche près de la barrière domine.

Dans la suite, on utilise des SyF où la couche en contact avec l'AF domine, comme dans le cas (b), car on souhaite rendre l'autre couche plus sensible au STT en l'amincissant.

3.2.2 SyF dipolaire

La première solution explorée est celle du SyF à couplage dipolaire. L'empilement est : MgO / CoFeB 1,4 / Ta 1 / NiFe 3,5 / FeMn 12 (nm). L'idée est donc qu'en lecture il y ait un couplage dipolaire qui force la direction du CoFeB en fonction de l'état de l'AF. En écriture, le STT doit contrôler la direction de la couche de CoFeB qui va ainsi rayonner un champ magnétique sur la couche de NiFe pour l'aider à se retourner. Le RA vaut $18 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. On a choisi le tantale pour la couche de séparation métallique car il ne provoque pas de couplage RKKY (ou très peu [107]), il réduit l'épaisseur magnétique effective et il évite la dissipation du bore vers la barrière.

Comportement pleine tranche

Le comportement magnétique de cet empilement mesuré au VSM (*Vibrating Sample Measurement*) est assez simple (Figure 3.6). En effet, avant la gravure des piliers, il n'y a pas de couplage entre les couches du SyF dipolaire. Ainsi, on trouve un retournement en champ négatif de la couche de NiFe couplé par échange à l'AF, tandis que la couche CoFeB libre se retourne en champ nul. On observe un léger décalage de 5 Oe du cycle mineur de la couche libre qui pourrait provenir d'un couplage antiferromagnétique à travers le tantale, par exemple de type RKKY [107].

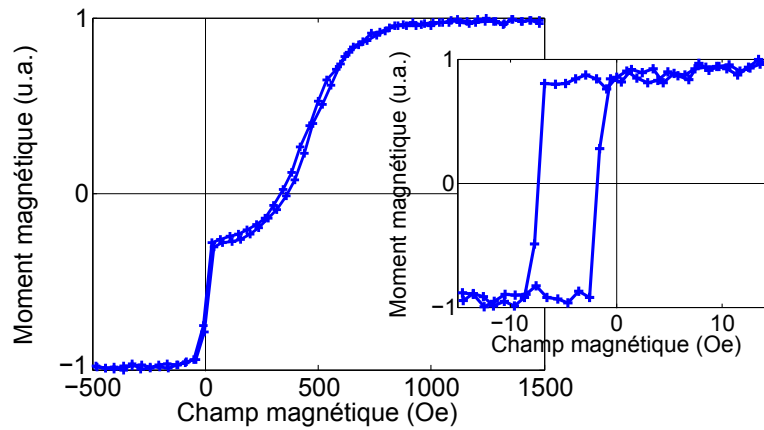


FIGURE 3.6 – Cycle d'aimantation de l'empilement MgO / CoFeB 1,4 / Ta 1 / NiFe 3,5 / FeMn 12 (nm) mesuré en VSM. A droite, c'est le cycle mineur autour de 0 Oe.

Cycle $R(H)$ d'un pilier

Des cycles de lecture de l'état P et de l'état AP sont montrés sur la figure 3.7. L'aimantation qui se retourne dans ce cycle est celle de la couche de CoFeB. Le décalage du cycle est donc dû au champ dipolaire vu par la couche de CoFeB. Ce champ est rayonné par la couche de NiFe. Ainsi le décalage du cycle assure que la couche de NiFe est correctement piégée par l'AF.

Réduction du champ d'écriture

Le champ d'écriture est mesuré par la méthode d'initialisation/écriture et tracé sur la figure 3.8. On observe que le champ d'écriture de l'état P est plus faible avec la polarité positive et le champ d'écriture de l'état AP est plus faible avec la polarité négative, en accord avec le STT. L'effet est semblable à celui qu'on observait sur la figure 2.10, mais le gain de champ est passé de 5 Oe à 50 Oe. Cette amélioration vient de la réduction de l'épaisseur de la couche recevant le couple de transfert de spin.

Couplage dipolaire en lecture

La cohérence de la couche de stockage est obtenue grâce au couplage dipolaire. C'est ce couplage qui permet de transmettre le couple depuis la couche de CoFeB qui le subit jusqu'au

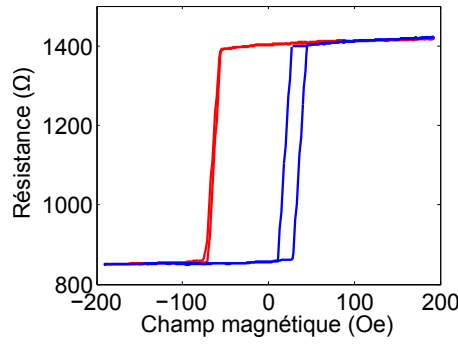


FIGURE 3.7 – Cycles de magnétorésistance de l’empilement SyF avec couplage dipolaire. Le cycle rouge est la lecture après écriture de l’état Rmax, et le cycle bleu l’état Rmin

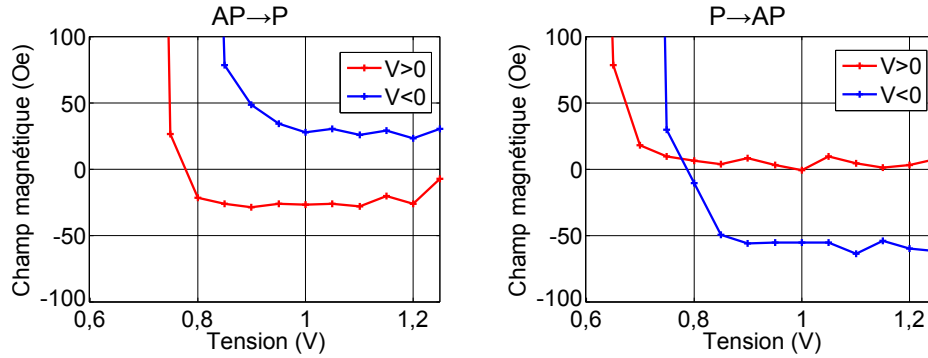


FIGURE 3.8 – Champ d’écriture à 80 % de réussite pour une jonction avec l’empilement SyF dipolaire mesuré par initialisation/écriture avec des impulsions de 100 ns.

NiFe, et à l’AF qui stocke véritablement l’information. Pour écrire, l’aimantation de la couche de NiFe doit être maintenue dans la direction désirée pendant le refroidissement. C’est le champ magnétique appliqué qui permet cela. Cependant il faut lui ajouter le champ dipolaire de la couche de CoFeB. On contrôle la direction de la couche de CoFeB avec le STT et on contrôle ainsi la direction du champ dipolaire qui assiste le retournement de la couche de NiFe. Ainsi la réduction de champ d’écriture obtenue par STT est essentiellement le champ dipolaire vu par le NiFe.

Ce couplage dipolaire permet également la lecture de l’état écrit comme sur la figure 3.7 où l’état P et l’état AP peuvent être distingués en champ nul. Une qualité de ces cycles de lecture est que le retournement est franc et qu’il n’y a pas d’états intermédiaires comme ceux observés sur la figure 2.17.

Cependant, si on réalise plusieurs écritures successives, le décalage du cycle n’est pas reproductible. Par exemple sur la figure 3.9 il y a dix cycles de lecture après dix écritures de l’état P. On constate que le champ de décalage est dispersé sur une gamme de champ aussi large que le champ dipolaire. Autrement dit, il n’est pas possible d’écrire des états correctement lisibles sur ce système car la dispersion de champ d’échange est trop large et le couplage dipolaire est trop faible. Cela se répercute sur le taux d’écriture qui sature généralement autour de 80 % - 90 % (non montré).

Ainsi, ce premier empilement nous a permis d’accroître l’influence du couple de transfert de spin en comparaison à l’empilement TAS standard. Cependant l’écriture n’est pas de bonne qualité car le champ dipolaire est trop dispersé en lecture. Si le champ dipolaire n’est pas reproductible, c’est que l’état de la couche de NiFe n’est pas le même à chaque écriture. Pour expliquer cela on peut imaginer que la couche de NiFe est dans des états micromagnétiques non uniformes ou qu’il y a un angle entre l’axe de facile aimantation et l’axe du couplage d’échange ferromagnétique/antiferromagnétique. Pour améliorer la qualité de l’état écrit, on peut envisager

d'augmenter le couplage entre les deux couches du SyF afin que le STT soit mieux transmis à la couche piégée.

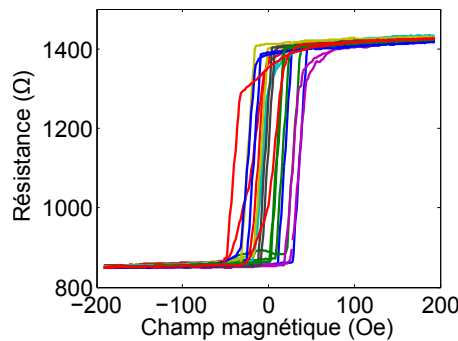


FIGURE 3.9 – Dix cycles de lecture, réalisés chacun après une écriture de l'état Rmin

3.2.3 Développements du SyF pour l'écriture assistée par STT

Un certain nombre d'essais ont été faits dans le but d'augmenter le couplage au sein du SyF tout en gardant une couche de CoFeB en contact avec la barrière fine et si possible avec une aimantation réduite.

MgO / CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / NiFe 3,5 / FeMn 12

Cette structure donne des résultats intéressants en terme de STT mais le couplage RKKY trop faible, et elle présente des états intermédiaires comme on peut le voir sur la distribution de résistance sur la figure 3.10.

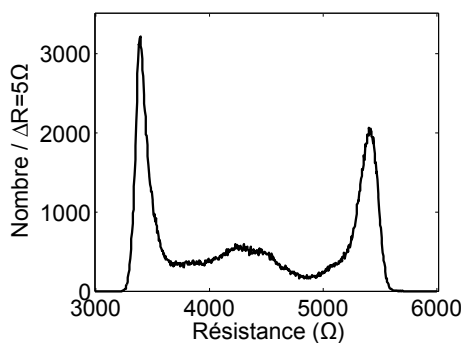


FIGURE 3.10 – Distribution de résistance après des essais d'écriture avec une tension variant entre 0,9 V et 1,3 V et pour un champ magnétique variant entre -200 Oe et 200 Oe.

Néanmoins, cette structure présente un comportement du STT en tension intéressant et est étudiée en détails dans le chapitre 4.

MgO / CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / CoFe 0,5 / NiFe 1,5-2,1 / FeMn 12

Voici un essai qui n'a pas permis d'obtenir le couplage RKKY antiferromagnétique (Figure 3.11) alors qu'il est très proche de la structure MgO / CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12 qui marche bien et qu'on étudie par la suite. La différence est l'épaisseur de CoFe qui augmente de 0,5 nm à 1 nm. Bizarrement, l'épaisseur de 0,5 nm fonctionne dans d'autres empilements. Dans notre empilement l'épaisseur de CoFeB réduite modifie peut-être le comportement du couplage RKKY. L'influence de l'épaisseur des couches encadrant le ruthénium a été étudiée dans [108].

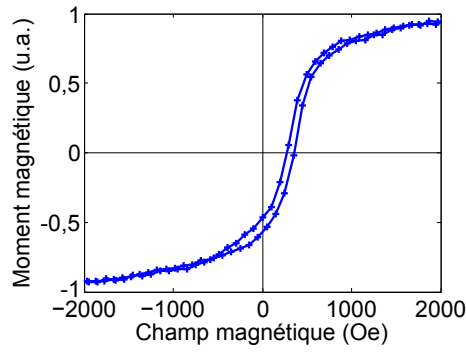


FIGURE 3.11 – Le couplage antiferromagnétique du SyF n'est pas obtenu

MgO / CoFeB 1,7 / Ru 0,9 / CoFe 0,5 / NiFe 1,3 / FeMn 12

Nous avons essayé de réaliser un SyF dans lequel le moment magnétique de la couche en contact avec la barrière domine. Pour avoir un effet STT, on a limité son épaisseur du CoFeB à 1,7 nm. Alors, l'épaisseur de la couche supérieure est très limitée, et nous avons obtenu un couplage RKKY faible de sorte que le retournement de la couche en contact avec l'AF n'est pas visible sur le cycle VSM de la figure 3.12

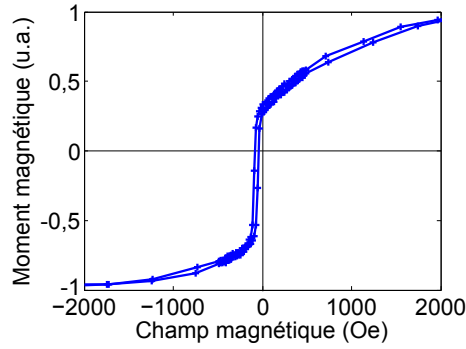


FIGURE 3.12 – Le retournement de la couche de CoFeB 1,7 nm est décalé, mais le retournement de l'autre couche n'est pas visible.

MgO / CoFeB 1,4 / Ta 1 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12

Pour tenter d'avoir un couplage dipolaire plus fort dans l'empilement SyF dipolaire, nous avons remplacé NiFe 3,5 nm par CoFe 1 nm / NiFe 1,5 nm. On observe sur le cycle VSM de la figure 3.13 qu'un couplage ferromagnétique apparaît en pleine tranche. Il est possible que le faible couplage RKKY à travers le tantale [107] change de signe quand on change les interfaces [108]. Ce couplage va s'opposer au couplage dipolaire que l'on cherche à augmenter.

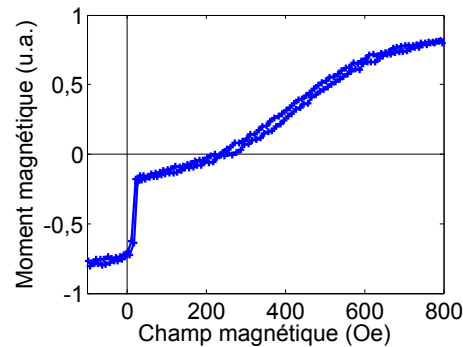


FIGURE 3.13 – Un couplage ferromagnétique de 20 Oe apparaît lorsque l'interface supérieure du tantale est avec CoFe 1 nm.

MgO / CoFeB 1,4 / Ta 1 / CoFe 2 / FeMn 12

Toujours dans le but d'augmenter le couplage, on a remplacé le NiFe intégralement par CoFe mais la coercitivité apportée par le CoFe est trop grande et on n'obtient pas de couplage F/AF entre CoFe et FeMn. De plus, le couplage entre CoFeB et CoFe semble ferromagnétique.

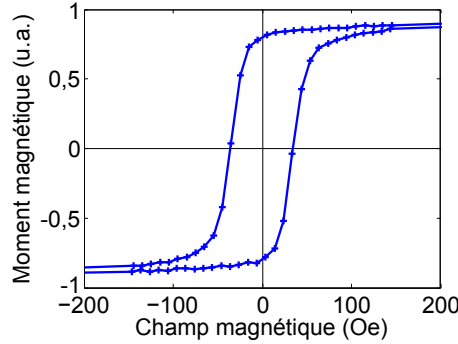


FIGURE 3.14 – Un champ coercitif de 35 Oe est présent, il n'y a pas de décalage du cycle et le retournement de la couche de CoFeB n'est pas visible, suggérant un couplage ferromagnétique à travers le ruthénium.

MgO / CoFeB 1 / Ta 0,15 / CoFeB 0,4 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12

On a obtenu un bon résultat avec cet empilement. On peut voir sur la figure 3.15 que le couplage F/AF et le couplage RKKY antiferromagnétique sont bien présents. Ici, on tente d'introduire une très fine couche de tantale pour réduire le moment magnétique. Le comportement magnétique est bon, mais en mesure CIPT on trouve une TMR = 88 %, ce qui est trop faible par rapport aux TMR généralement entre 120 % et 140 %.

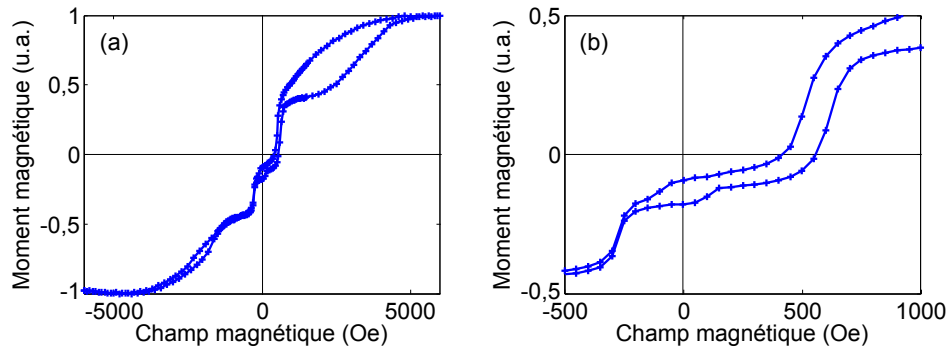


FIGURE 3.15 – (b) est un zoom de (a). Le cycle VSM possède bien toutes les caractéristiques du cycle d'un SyF piégé.

MgO / CoFeB 1,4 / Ta 0,15 / Ru 0,8 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12

Dans l'empilement qu'on utilise ensuite, la couche de tantale est déposée sur 1,2 nm de CoFeB, ce qui permet d'obtenir une TMR de 115 %. Pour essayer d'augmenter la TMR, on a déposé le tantale à l'interface entre CoFeB et ruthénium. On pourrait s'attendre à ce que le couplage RKKY soit fortement dégradé, mais il n'en est rien. En revanche, en mesurant le diagramme de phase, des formes un peu compliquées apparaissent comme sur la figure 3.16.

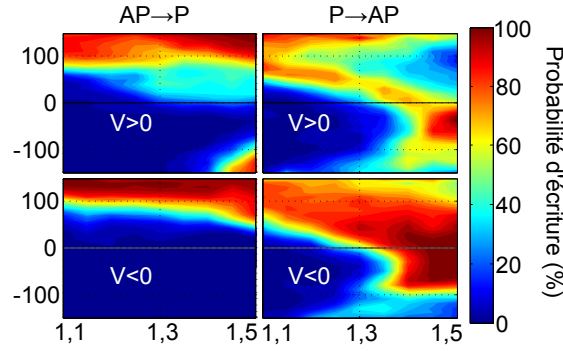


FIGURE 3.16 – Diagramme de phase d'écriture avec du tantale à l'interface entre le CoFeB et le ruthénium. L'influence du STT est étrange avec des îlots d'écriture ou de non écriture en champ fort qui apparaissent lorsqu'on augmente la tension.

3.2.4 SyF par couplage RKKY

Pour accroître la cohérence de la couche de stockage, on utilise le ruthénium pour augmenter le couplage antiferromagnétique par le couplage RKKY. On utilise le maximum du couplage antiferromagnétique pour une épaisseur de ruthénium autour de 0,8 - 0,9 nm. Pour accroître l'amplitude du couplage, on intercale une couche de CoFe entre le NiFe et le ruthénium [109]. L'empilement est MgO / CoFeB 1,2 / Ta 0,15 / CoFeB 0,2 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12 (nm). L'insertion de tantale de 0,15 nm sert à réduire l'aimantation de la couche de CoFeB en créant des couches mortes magnétiquement, ce qui augmente l'influence du STT. Sa position au sein de la couche de CoFeB a été choisie suffisamment loin de la barrière tunnel pour obtenir une TMR supérieure à 100 %, et suffisamment loin du ruthénium pour garder un bon couplage RKKY. La mesure CIPT donne : TMR=115 % ; RA = 18,4 $\Omega \cdot \mu m^2$.

Comportement pleine tranche

Le comportement pleine tranche de l'aimantation est mesuré au VSM et tracé figure 3.17. Pour cet échantillon avec l'empilement MgO / CoFeB 1,2 / Ta 0,15 / CoFeB 0,2 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12, on a intégré la couche de référence à la mesure afin de comparer le comportement du SyF de la couche de stockage et du SAF de la couche de référence. On voit quatre variations successives du moment magnétique sur la mesure qui correspondent au retournement de l'aimantation des quatre couches de l'empilement. Les retournements en champ plus forts, positif et négatif, autour de 2500 Oe, correspondent à l'électrode de référence tandis que les retournements en champ plus faible correspondent à l'électrode de stockage. Pour chaque électrode, un champ de retournement (en champ positif) est essentiellement dû au couplage F/AF, tandis que l'autre (en champ négatif) est essentiellement dû au couplage RKKY. On constate que l'intensité des couplages est plus grande pour l'électrode de référence que pour l'électrode de stockage. Dans l'électrode de stockage il y a déjà des compromis entre STT et couplage (par exemple la couche de tantale 0,15 nm réduit le couplage RKKY) qui réduisent l'intensité des couplages. De plus l'électrode de référence est déposée avant l'oxyde de MgO, ce qui lui permet d'avoir une bonne cristallinité tandis que l'électrode de stockage est déposée sur le MgO amorphe et sa cristallisation se fait grâce à un recuit. Enfin l'échange F/AF est plus grand avec le PtMn dans l'électrode de référence qu'avec le FeMn dans l'électrode de stockage.

Le couplage RKKY dans la couche de stockage décale le champ de retournement du CoFeB visible sur la figure 3.17 (b) de 250 Oe. A ce couplage doit s'ajouter après gravure des piliers le couplage dipolaire qui ajoute un champ de l'ordre de 50 Oe. Ainsi, il semble qu'on ait un décalage suffisant pour lire l'état de la couche de stockage, et donc de l'AF.

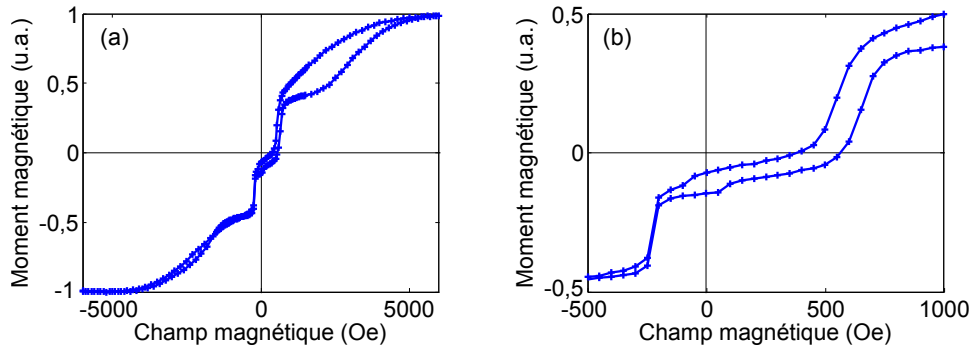


FIGURE 3.17 – Cycle d'aimantation de l'empilement MgO / CoFeB 1,2 / Ta 0,15 / CoFeB 0,2 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12 (nm) mesuré en VSM. (a) Cycle complet de l'empilement avec la couche de référence SAF et la couche de stockage SyF. (b) Agrandissement centré sur le SyF de la couche de stockage.

Cycle $R(H)$

Après gravure, le cycle $R(H)$ obtenu (Figure 3.18) montre un fort décalage du retournement de la couche CoFeB, donc le ruthénium remplit bien son rôle. La distribution de champ de couplage (Figure 3.18 (b)) est très faible donc le couplage est bien reproductible. Cependant, on observe une légère variation du niveau de résistance en champ nul sur la figure 3.18 (b) qui n'apparaissait pas pour le SyF dipolaire sur la figure 3.9. En plus du retournement vers le niveau de résistance haute pour un champ positif, on voit en champ négatif une variation de résistance. En champ positif, il s'agit du retournement de la couche du SyF en contact avec la barrière tandis qu'en champ négatif, c'est la couche du SyF en contact avec l'AF qui se retourne. Ce retournement se fait par spin-flop et entraîne aussi la couche en contact avec la barrière, c'est pourquoi on voit aussi une variation de résistance en champ négatif. Ainsi, il y a bien une variation de l'état entre deux écritures mais au lieu de se répercuter sur le champ de couplage, cela se répercute sur l'état en champ nul : l'aimantation n'est pas parfaitement parallèle avec celle de la couche de référence. Cela peut s'expliquer par une configuration micromagnétique non uniforme de l'aimantation de la couche de stockage ou un angle entre les aimantations des couches de stockage et de référence.

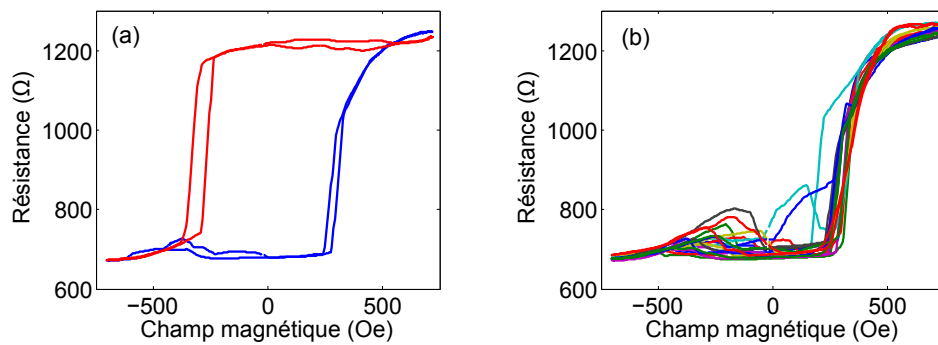


FIGURE 3.18 – Cycles de magnétorésistance pour l'empilement SyF avec couplage RKKY. (a) Le cycle rouge est la lecture après écriture de l'état R_{max} , et le cycle bleu est pour l'état R_{min} . (b) Dix cycles de lecture, réalisés chacun après une écriture de l'état R_{min} .

Diagramme d'écriture

La mesure des champs d'écriture est faite encore une fois avec la méthode d'initialisation/écriture (Figure 3.19). On observe qu'en dessous de 1,2 V l'écriture est plus facile avec

la polarité positive. Cela pourrait s'expliquer par l'asymétrie de chauffage³. Il y a un écart d'environ 0,1 V entre les polarités pour un champ d'écriture donné. Le produit en croix avec la température d'écriture de l'ordre de 150 °C permet d'estimer l'écart de température de l'AF entre les polarités à 12 K en accord avec [68].

Au-delà de 1,3 V, les champs d'écriture des deux polarités se croisent pour l'état AP de sorte que l'influence du couple de transfert de spin planaire domine et la différence de champ d'écriture augmente pour atteindre 100 Oe. On voit ici un effet très favorable du couple de transfert de spin, et comme on a vu que l'état écrit est assez bien défini, cet empilement est un bon candidat pour réduire le champ d'écriture dans les TAS-MRAM. Avant de présenter ses performances statistiques (taux d'erreur, dispersion jonction à jonction ...), on va étudier plus précisément les particularités du comportement d'une jonction unique. Notamment, on va s'intéresser au saut du champ d'écriture de l'état AP autour de 1,3 V qui semble plus rapide que le pas de tension utilisé.

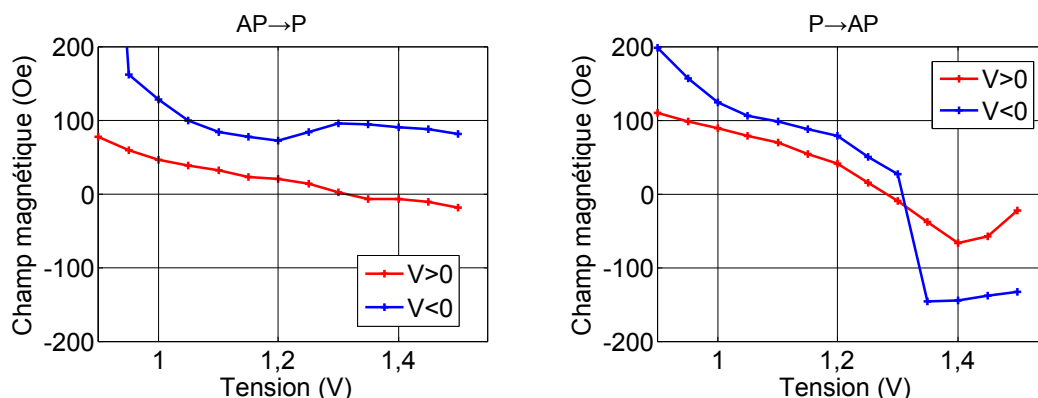


FIGURE 3.19 – Diagramme de champ d'écriture du SyF avec couplage RKKY. Le champ d'écriture à 50 % est mesuré en fonction de la tension et de la polarité pour les deux sens d'écriture.

3.3 Modes d'écriture d'un SyF avec STT

3.3.1 Ecriture en champ négatif d'un SyF assisté par STT

On trace sur la figure 3.20 toutes les courbes de probabilité d'écriture à partir desquelles le diagramme du champ d'écriture est déterminé. On retrouve le fait que la polarité négative devient plus favorable pour écrire l'état AP à partir de 1,3 V. On observe une oscillation de probabilité d'écriture avec le champ, notamment pour écrire l'état AP à 1,3 V avec la polarité négative⁴. Ce comportement semble contre intuitif, mais il est rendu naturellement possible du fait que la couche de stockage est composée de deux couches magnétiques. Ce qu'on observe est essentiellement le retournement de la couche de CoFeB dans un sens, puis dans l'autre, puis à nouveau dans le second sens, au fur et à mesure que le champ augmente. Ce comportement est bien connu pour un SyF libre pour lequel il existe deux modes de retournement. Un mode de retournement est le retournement cohérent du SyF tandis que l'autre est le spin-flop. Ces deux modes de retournement ne sont pas visibles sur le cycle $M(H)$ ou le cycle $R(H)$ à température ambiante car le SyF est piégé par échange F/AF [104], mais ils sont possibles lors de l'écriture.

La polarité a aussi une influence sur la dépendance en champ de la probabilité d'écriture. La dépendance en champ attendue est donnée par l'équation 2.5 avec une barrière d'énergie de la

3. Comme sur la figure 2.10, la différence est plus importante pour l'état P que pour l'état AP. On peut y voir un effet du couple de transfert de spin pour lequel l'influence de la polarité est dans le même sens que l'asymétrie de chauffage pour l'état P et de sens opposé pour l'état AP.

4. A noter que sur certains échantillons on voit apparaître une oscillation analogue pour la polarité positive, mais elle est généralement de moins grande amplitude qu'avec la polarité négative

forme $E_{b0}(1 - H/H_k)^2$.

Avec la polarité négative, l'augmentation de la probabilité d'écriture avec le champ est assez rapide puis sature à 100 % conformément au comportement en champ attendu. Cependant, l'oscillation de probabilité d'écriture apparaît à 1,2 V - 1,3 V.

Pour la polarité positive en revanche, dans la gamme de tension où l'influence du STT apparaît, la dépendance de la probabilité avec le champ devient assez linéaire. Ce comportement n'est pas décrit par l'équation 2.5 et est préjudiciable pour exploiter le STT. En effet, l'influence favorable de la polarité positive pour écrire l'état P n'est pas suffisante. Un effet semble s'opposer au couple de transfert de spin planaire.

Dépendance en champ et tension de l'oscillation de probabilité

Pour mettre en évidence l'oscillation de probabilité sur le diagramme champ-tension, on peut représenter la probabilité d'écriture en couleur pour les quatre combinaisons de d'état écrit et de polarité du courant (Figure 3.21). On voit alors que l'oscillation de probabilité d'écriture en champ se répercute sur le diagramme mesuré avec la polarité négative sous la forme d'une pointe. Cette forme était coupée sur la figure 3.19 lorsqu'on définissait le champ d'écriture comme le champ à partir duquel l'état final est toujours le bon si on augmente davantage le champ. Ainsi il y a une gamme de tension (assez étroite) pour laquelle il est possible, à partir d'un état en champ nul, d'écrire l'autre état en appliquant un champ magnétique soit dans un sens, soit dans l'autre. Ce comportement en écriture d'un SyF a été prédit par simulation [110, 111]. Dans ces études, ce comportement apparaît au croisement du mode optique et du mode acoustique. Dans les simulations (Figure 3.22), la pointe au croisement de ces deux modes est plus marquée que sur le diagramme expérimental (Figure 3.21).

Le maximum de l'oscillation de probabilité (Figure 3.21, état AP, polarité positive et négative) se déplace vers un champ plus faible quand la tension augmente. Cet effet semble provenir d'un champ plus élevé à tension plus basse, mais l'amplitude est alors très faible, notamment avec la polarité positive. Il faut remarquer ici que dans cette gamme de champ plus élevée se trouve normalement le spin-flop de la couche de stockage. Le spin-flop pour un champ opposé à la direction d'écriture consiste au retournement de la couche la plus fine. Dans cet empilement, la couche la plus fine est celle qui est adjacente à la barrière. Ainsi, pour cet empilement, ce spin-flop est visible par une transition de résistance entre R_{min} et R_{max} à température ambiante. L'aimantation de la couche piégée par l'AF est peu modifiée. A la température d'écriture en revanche, ce spin-flop pourrait se répercuter en écriture partielle (faible probabilité). Il faut prendre en compte la dépendance en température du couplage RKKY pour rendre compte de la dépendance en température du maximum de probabilité d'écriture, c'est pourquoi nous revenons sur ce point dans le chapitre 4.

Comme la théorie prédit que les deux bords de cette pointe dans le diagramme correspondent l'une au mode optique et l'autre au mode acoustique, on peut se demander si le retournement va se comporter de la même façon ou non pour ces deux bords. Pour chercher un comportement différent dans l'écriture, on peut s'intéresser aux états écrits. S'ils sont différents, cela peut augurer d'un mode d'écriture différent.

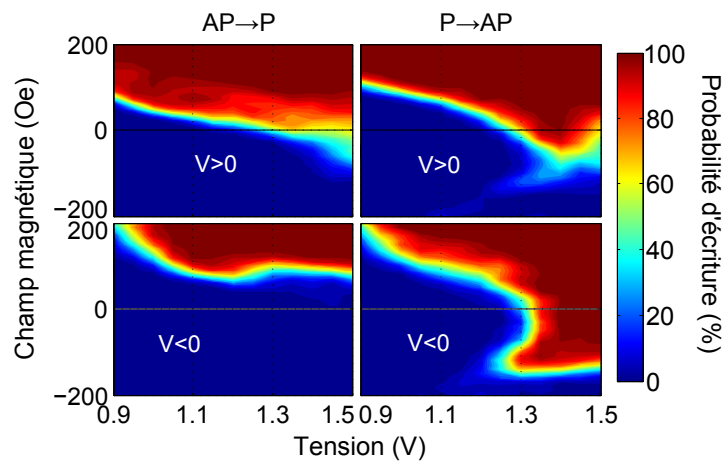


FIGURE 3.21 – Diagramme champ-tension de probabilité d'écriture. Il y a une gamme de tension d'écriture de l'état AP où il est possible d'écrire avec les deux directions de champ.

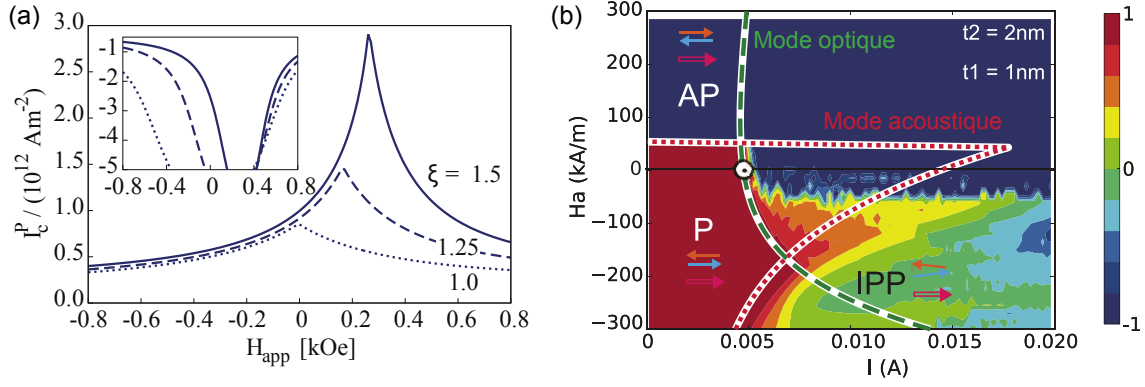


FIGURE 3.22 – (a) Courant critique de stabilité d’une couche libre SyF, pour différentes valeurs du paramètre ξ qui décrit l’asymétrie du SyF [111] (pour $\xi > 1$, la couche près de la barrière domine). (b) Diagramme simulé représentant la direction de l’aimantation adjacente à la barrière moyennée en fin de simulation. Sont superposées les lignes critiques du mode optique et du mode acoustique. Il s’agit un SyF libre où la couche près de la barrière est plus fine ($t_1 = 1$ nm) [110].

3.3.2 Etats intermédiaires d’un SyF

Pour étudier les états écrits, on a accès au cycle $R(H)$. Ici, on se focalisera sur le niveau de résistance en champ nul. On déduit l’angle entre les aimantations des électrodes d’après l’équation 1.15 entre la conductance et le cosinus dans l’hypothèse macrospin. Mais si l’aimantation est non uniforme, on a accès à une moyenne du cosinus sur la surface :

$$\overline{\cos(\theta)} = \frac{1}{S} \int \cos(\theta(x, y)) ds \quad (3.5)$$

Le cosinus est une fonction symétrique de l’angle qui nous intéresse et doit donc se distribuer de façon symétrique au fil des écritures si la jonction est symétrique entre l’état P et l’état AP.

On présente les résultats pour une autre jonction avec le même empilement. Sur la figure 3.23 on retrouve le diagramme d’écriture sur lequel on voit l’influence du couple de transfert de spin qui réduit le champ d’écriture de l’état P pour la polarité positive et qui réduit le champ d’écriture de l’état AP pour la polarité négative. La distribution des résistances de l’ensemble du diagramme est tracée sur la figure 3.23 (c). Les niveaux de résistance obtenus sont essentiellement R_{min} et R_{max} . Il y a un certain nombre d’états intermédiaires qui ne sont pas symétriques par rapport à $(R_{max} + R_{min})/2$. Pour retrouver la symétrie P/AP il faut convertir la distribution de résistance en distribution de cosinus, comme sur la figure 3.23 (d). On voit alors apparaître la symétrie entre l’angle $\theta = \pi$ et $\theta = -\pi$. Cette symétrie apparaît si on considère l’ensemble du diagramme, pour tous les champ, tension, polarité et direction d’écriture. Il y a essentiellement trois niveaux de résistances : un central pour lequel $\cos(\theta) = 0$, et deux intermédiaires. Cette distribution est très variable de jonction à jonction et a généralement une à cinq sous-distributions intermédiaires.

Etat intermédiaire de résistance et état magnétique

On peut essayer de relier les niveaux de résistance à l’état magnétique de la jonction. Il y a deux cas à considérer : l’hypothèse macrospin ($\theta(x, y) = \Theta$) et des états micromagnétiques. Par exemple, si $\cos(\theta) = 0$, dans l’hypothèse macrospin $\Theta = \pm\pi/2$, et un état micromagnétique probable est un vortex. Pour un état intermédiaire, disons $\overline{\cos(\theta)} = 0,5$, dans l’hypothèse macrospin $\Theta = \pm\pi/3$, et des état micromagnétiques possibles sont des états S ou C. Enfin, vu la symétrie P/AP de la distribution de résistance, si un niveau de résistance intermédiaire provient d’un état C, son symétrique par rapport à $\overline{\cos(\theta)} = 0$ provient certainement de l’état C symétrique.

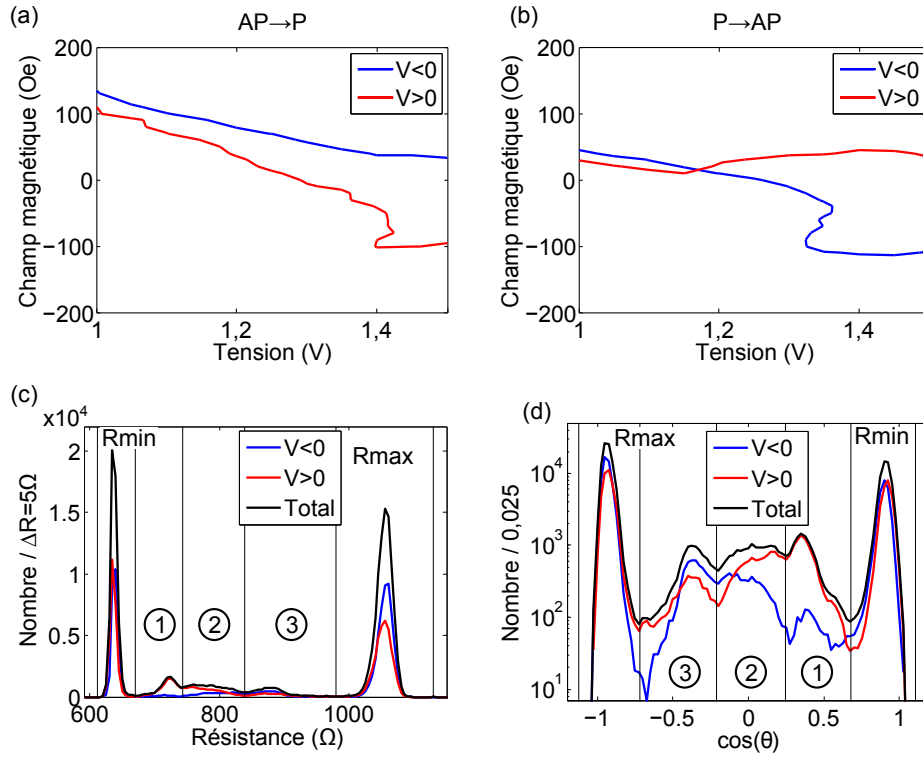


FIGURE 3.23 – Distribution des niveaux de résistance. (a) et (b) les diagrammes d'écriture à 50 % interpolés à la fois en champ et en tension. (c) Distribution des résistances en champ nul obtenues après écriture. (d) Distributions des résistances converties en cosinus, en échelle logarithmique pour mettre en évidence la symétrie des niveaux de résistance intermédiaires.

Influence de la polarité (STT) sur les états intermédiaires

On a aussi tracé sur la figure 3.23 (d) les distributions obtenues avec chaque polarité. On y retrouve l'influence du STT soit en termes de nombre d'occurrences d'un niveau de résistance, soit en termes de niveau de résistance. Les niveaux de résistances sont notés Rmin, 1, 2, 3 et Rmax. On obtient davantage d'états Rmax et 3 avec la polarité négative. Pour les états 1 et 2 c'est la polarité positive qui domine, tandis que l'état Rmin est obtenu en même nombre avec les deux polarités. Conformément au STT planaire, la polarité négative permet d'obtenir les niveaux de résistances plus élevés et inversement pour la polarité positive. On constate une différence de comportement entre la polarité positive et la polarité négative : La polarité négative favorise des états $|\cos(\theta)| = 1$ tandis que la polarité positive favorise des états proches de l'état P mais qui n'atteignent pas Rmin. Cela se répercute sur la distribution totale de résistance qui possède une légère asymétrie résiduelle par rapport à $\cos(\theta) = 0$. Ce comportement caractéristique obtenu avec la polarité positive est à mettre en lien avec la mauvaise dépendance en champ de la probabilité d'écriture observée sur la figure 3.20. L'effet est de type STT, mais il semble perturbé ce qui dégrade la probabilité d'écriture et les états finals. On y reviendra dans la partie 3.4.

Pour situer plus précisément ces états de résistance intermédiaires, on va s'intéresser aux diagrammes champ-tension obtenus pour chaque niveau intermédiaire.

Diagramme champ tension du spectre de résistances

Les deux sens d'écriture couplés aux deux polarités du courant permettent de tracer quatre types de diagrammes, correspondant aux quatre lignes de la figure 3.24. Pour chaque type d'écriture, on représente un diagramme de probabilité pour chacun des cinq niveaux de résistance. Les diagrammes sont représentés en fonction de la tension et du champ d'écriture. Les champs positifs permettent d'obtenir Rmin et les champs négatifs, Rmax.

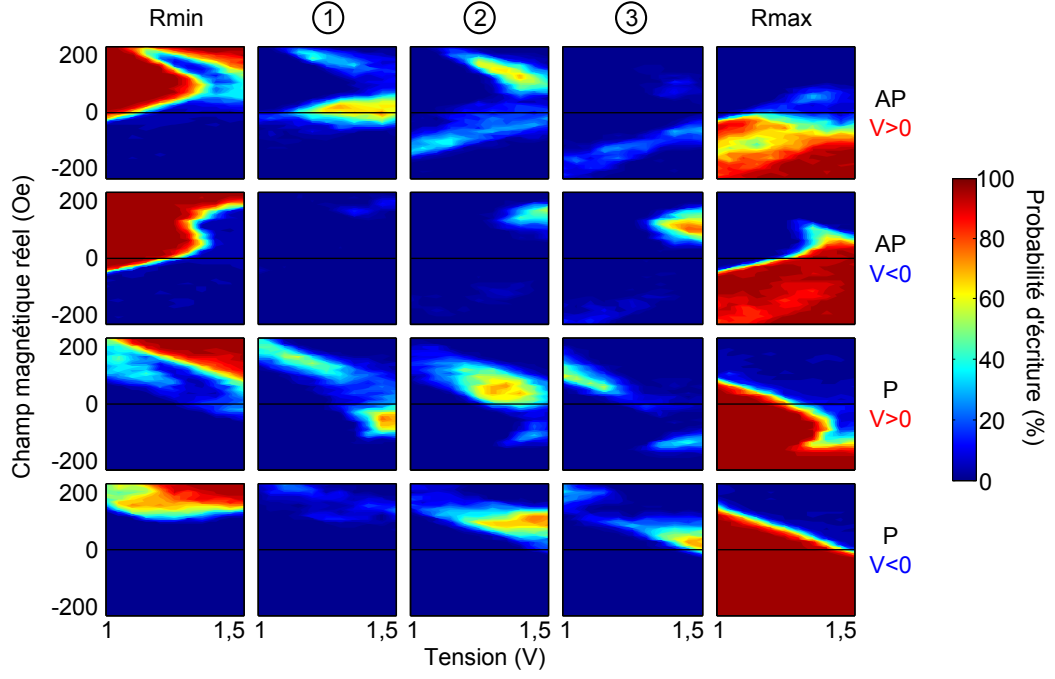


FIGURE 3.24 – Diagramme d’écriture de chaque niveau de résistance, numérotés Rmin, Rmax et de 1 à 3 comme sur la figure 3.23.

Logiquement, les états intermédiaires doivent glisser de Rmin à Rmax quand on diminue le champ de 200 Oe à -200 Oe. En effet, l’énergie Zeeman est de la forme :

$$E = -\mu_0 \int \vec{M} \vec{H} d\tau = -\mu_0 M_s H \int \cos(\theta) = -\mu_0 V M_s H \overline{\cos(\theta)} \quad (3.6)$$

où θ est l’angle entre l’aimantation et le champ, le même qu’entre l’aimantation de la couche de stockage et celle de la couche de référence. Sans rentrer dans une modélisation micromagnétique, comme l’énergie tend à être minimisée, $\overline{\cos(\theta)}$ tend à augmenter avec le champ. Comme la résistance est une fonction décroissante de $\overline{\cos(\theta)}$, elle tend à diminuer quand le champ augmente. C’est ce qu’on observe avec la polarité négative. Pour la polarité positive en revanche, l’état 1 est obtenu pour un champ négatif et l’état 2 est obtenu pour un champ positif. Il faut prendre en compte les deux couches du SyF pour expliquer cette inversion de l’état écrit avec le champ. La couche la plus fine du SyF, adjacente à la barrière MgO subit un couple de la part du champ qui est opposé à celui vu par la couche la plus épaisse. Elle peut donc entraîner le retournement du SyF dans la direction opposée à celle que le champ impose à la couche la plus épaisse. On constate vraisemblablement l’expression micromagnétique de l’effet de pointe dans le diagramme dû aux modes optiques et acoustiques décrits par la théorie macrospin.

3.4 Etude des dépendances en tension du couple de transfert de spin

Le couple de transfert de spin a deux composantes comme discuté dans le chapitre 1. Les résultats précédents ont été expliqués avec le couple de transfert de spin planaire (*damping-like*). Nous allons maintenant estimer sa dépendance en tension et voir comment la composante perpendiculaire (*field-like*) apparaît dans nos résultats.

Comme présenté dans le tableau 2.1, l’influence du STT a une symétrie qui dépend du terme considéré. En première approximation, le couple planaire est une fonction impaire de la tension et le couple perpendiculaire est une fonction paire de la tension. Ainsi, on peut définir une efficacité en termes de champ d’écriture pour chaque couple.

3.4.1 Efficacité des termes du couple de transfert de spin

Le terme de STT planaire est essentiellement proportionnel à la densité de courant donc impaire avec la tension. Le terme de STT perpendiculaire est essentiellement une fonction quadratique de la tension, donc paire. On peut alors définir une fonction qui mesure le fait que l'état P ou AP est favorisé, dont les parties paires et impaires vont indiquer l'importance des deux termes de STT.

La fonction qui nous intéresse mesure le fait que l'état P ou l'état AP est favorisé. On la définit naturellement à partir des champs d'écriture $H_{p/ap}$ des états P et AP :

$$\Delta H(V) = \frac{1}{2} (H_p - H_{ap}) \quad (3.7)$$

Alors ses parties paires et impaires sont :

$$\begin{aligned} \Delta H_{\text{paire}} &= \frac{1}{2} (\Delta H(V) + \Delta H(-V)) \\ \Delta H_{\text{impaire}} &= \frac{1}{2} (\Delta H(V) - \Delta H(-V)) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Si on note par exemple H_p^+ le champ d'écriture de la transition AP→P avec la polarité positive, le champ effectif de STT planaire se réécrit (empiriquement car le STT planaire n'est pas un champ effectif) :

$$\Delta H_{\text{impaire}} = \frac{1}{4} \left((H_p^- - H_p^+) + (H_{ap}^+ - H_{ap}^-) \right) = \Delta H_{\text{STT},//} \quad (3.9)$$

On met en évidence la grandeur $(H_p^- - H_p^+)$ qui mesure la réduction du champ d'écriture quand on change la polarité du courant.

Et le champ effectif de STT perpendiculaire est :

$$\Delta H_{\text{paire}} = \frac{1}{4} \left((H_p^- + H_p^+) - (H_{ap}^+ + H_{ap}^-) \right) = \Delta H_{\text{STT},\perp} \quad (3.10)$$

Cette fois, on met en évidence la grandeur $(H_p^- + H_p^+)$ qui est le champ moyen d'écriture, donc ce terme rend compte précisément d'un champ effectif.

On peut ainsi quantifier une efficacité de chacun des terme de transfert de spin pour chaque pas de tension. Ces définitions ne sont pas déduites de l'expression des couples et nécessitent une hypothèse sur la parité de la dépendance en tension des couples, mais elles ont deux vertus :

- Elles permettent d'estimer une influence du STT pour tout système.
- Elles mesurent directement l'efficacité du changement de polarité sur la réduction du champ d'écriture, soit précisément le bénéfice recherché dans cette thèse. On peut reformuler l'objectif de la thèse comme la maximisation et l'exploitation de la quantité $\Delta H_{\text{STT},//}$.

Ce type de raisonnement a été utilisé dans [112] pour déterminer l'importance relative du champ effectif dû au courant de charge de celui dû au transfert de spin.

Sur la figure 3.25 sont tracés les deux termes de champ effectif pour la jonction dont le diagramme d'écriture est sur la figure 3.19. On constate que les deux termes augmentent autour de 1,3 V.

Dépendance en tension de l'asymétrie de champ d'écriture avec la polarité (STT planaire)

Le champ effectif du STT planaire est positif et augmente à partir d'une certaine tension. Vu la définition de ce terme, sa valeur positive signifie évidemment que le couple favorise l'état P pour une tension positive et l'état AP pour une tension négative. L'augmentation avec la tension est aussi évidemment attendue. On attend une dépendance en tension du terme de STT planaire

plutôt linéaire. Pour l'efficacité, on observe un saut autour de 1,3 V, puis un palier. Ce comportement n'est pas prévu par les modèles. Il découle sans doute de la complexité de la structure plutôt que de la dépendance en tension du couple. En effet, d'autres paramètres dépendent aussi de la tension via la température, comme l'anisotropie (des couches ferromagnétiques ou de la couche antiferromagnétique), ou le couplage RKKY (voir chapitre 4). Ces paramètres peuvent modifier le comportement dynamique du SyF, via les différents modes, et on peut ainsi imaginer qu'un mode devient subitement activé à une certaine tension. La complexité de la structure peut aussi modifier la polarisation en spin du courant. La longueur de diffusion de spin dans ces matériaux est de l'ordre du nanomètre or la couche adjacente à la barrière a une épaisseur de 1,4 nm. Avec les 0,9 nm de ruthénium, la polarisation en spin résiduelle dans le NiFe serait de l'ordre de 10 % de celle à l'interface CoFeB/MgO.

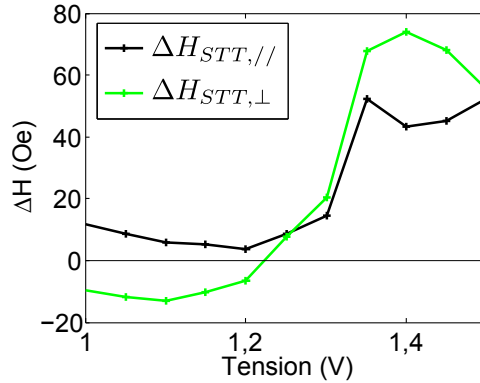


FIGURE 3.25 – Dépendance en tension de l'effet paire et de l'effet impaire de la tension sur le champ d'écriture.

Dépendance en tension du champ de couplage (STT perpendiculaire)

Le champ effectif du STT perpendiculaire a une dépendance en tension similaire. Son signe positif, vu sa définition signifie que l'état AP devient favorisé. Cela se produit à une certaine tension alors que le terme de couple de STT perpendiculaire doit avoir une dépendance quadratique avec la tension. On peut émettre les mêmes hypothèses que pour le champ effectif de STT planaire pour expliquer cette étrange dépendance en tension.

D'un point de vue pratique, ce champ effectif décrit la tendance de la tension à favoriser un état, l'état AP, pour les deux polarités de tension. Ce comportement n'est pas souhaité si on veut exploiter le terme de STT planaire. **Le fait que l'état AP soit favorisé pour les deux polarités à partir d'une certaine tension fait que l'écriture de l'état AP sera facilité en choisissant la polarité négative, mais pas l'écriture de l'état P avec la polarité positive.** C'est pourquoi il est très important de trouver l'origine de ce terme, et le couple de STT perpendiculaire est un bon candidat. Cette faiblesse du STT planaire avec la polarité positive peut se retrouver dans la dépendance de la probabilité en fonction du champ sur la figure 3.20, ou encore dans la distribution de résistance sur la figure 3.23 comme décrit précédemment.

Pour comprendre la dépendance en tension des effets de polarités, on étudie un système simplifié avec seulement une couche libre simple non piégée.

3.4.2 Diagramme d'état DC de la couche libre simple

Le diagramme champ-tension de la couche libre a déjà été présenté sur la figure 2.7 dans le chapitre 2. Il s'agissait du diagramme à impulsions. Comme on l'a vu, en utilisant des impulsions, il y a deux temps de mesures de sorte que la coercitivité mesurée à basse tension est due à la

fréquence du champ magnétique (5 Hz), différente de la coercitivité apparente pour les impulsions de 50 ns. Sur ce diagramme, seul l'effet du couple de transfert de spin planaire était visible. Ici, on souhaite mettre en évidence un effet du couple de transfert de spin perpendiculaire.

Motivation pour l'étude du comportement à basse tension

Nous avons observé que l'état AP était favorisé avec les deux polarités ce qui est dommageable pour l'exploitation du STT en changeant la polarité pour réduire le champ d'écriture. Le couple de transfert de spin perpendiculaire pourrait en être à l'origine du fait de sa dépendance paire avec la tension. Pour montrer la présence du couple de transfert de spin perpendiculaire dans nos échantillons, il faut en observer une caractéristique qui lui est propre. La dépendance paire avec la tension est en fait une dépendance quadratique, et ce terme est un champ effectif. Ces deux caractéristiques font apparaître sur le diagramme à $T=0$ K (Figure 1.14 et 3.26) une dépendance du champ de retournement quadratique pour les deux sens de retournement. Cette caractéristique est une signature du STT perpendiculaire dans un empilement planaire. Cette dépendance apparaît notamment à 0 K et dès que la tension est non nulle, contrairement au STT planaire.

Schéma du diagramme incluant les deux termes de STT

Pour se faire une idée du comportement attendu, on a représenté sur la figure 3.26 les lignes prévues par les équations 1.26 avec les termes :

$$\begin{aligned} a_{||} &= aV \\ a_{\perp} &= c_2 V^2 \end{aligned} \quad (3.11)$$

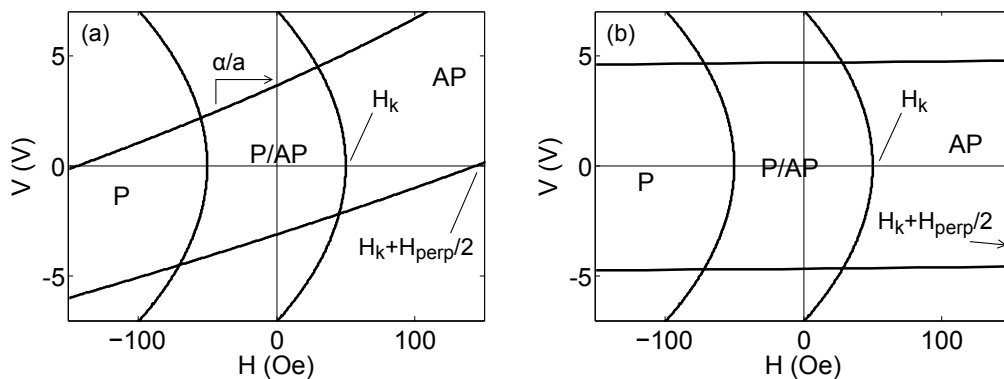


FIGURE 3.26 – Allure théorique du diagramme à 0 K, incluant les couples de transfert de spin planaire et perpendiculaire. Les paramètres sont l'épaisseur $t = 1,4$ nm, le champ coercitif à 0 K $H_k = 50$ Oe, le coefficient de polarisation du courant $\eta = 0,3$ et le coefficient du couple de transfert de spin perpendiculaire $c_2 = 1$ Oe/V² (a) Diagramme illustratif avec des paramètres non réalistes : l'amortissement $\alpha = 60$, l'aimantation $M_s = 0,015$ MA/m, le champ d'anisotropie hors du plan $H_{\text{perp}} = M_s = 188$ Oe, et le coefficient du couple de transfert de spin planaire $a = 2,6 \cdot 10^3$ Oe/V (b) Diagramme plus réaliste avec les paramètres : $\alpha = 0,02$, $M_s = 1,2$ MA/m, $H_{\text{perp}} = M_s = 15$ kOe, $a = 33$ Oe/V

Effet de la température et simulation

Pour retrouver le comportement à basse tension sans avoir l'effet de coupure du coercitif à cause des deux temps de mesure, il faut effectuer une mesure DC du diagramme, c'est à dire qu'il faut maintenir la tension entre deux pas de champ afin de faire le diagramme sur la base du champ coercitif à 300 K, 5 Hz, et non sur la base du champ coercitif à 300 K, 20 kHz⁵. En accord

5. voir paragraphe double temps caractéristiques de mesure du chapitre 1

avec la littérature [62, 67], et la théorie (équation 1.39), le diagramme résultant (Figure 3.27) ne laisse pas apparaître la forme caractéristique due au terme quadratique à $T=0$ K. Pourtant, en ajustant les paramètres de l'équation 1.39, on trouve un résultat légèrement plus satisfaisant en ajoutant le terme $c_2 V^2$ dû au STT perpendiculaire avec $c_2=29$ Oe/V²=0,94 Oe/(MA/cm²)². Pour mettre en évidence l'influence du terme en $c_2 V^2$, qui est pair, on trace sur la figure 3.28 les termes de champ effectifs comme on l'a déjà fait pour une couche SyF piégée sur la figure 3.25.

Pour comprendre comment la température estompe l'influence du couple de transfert de spin perpendiculaire, on peut faire des simulations macrospin.

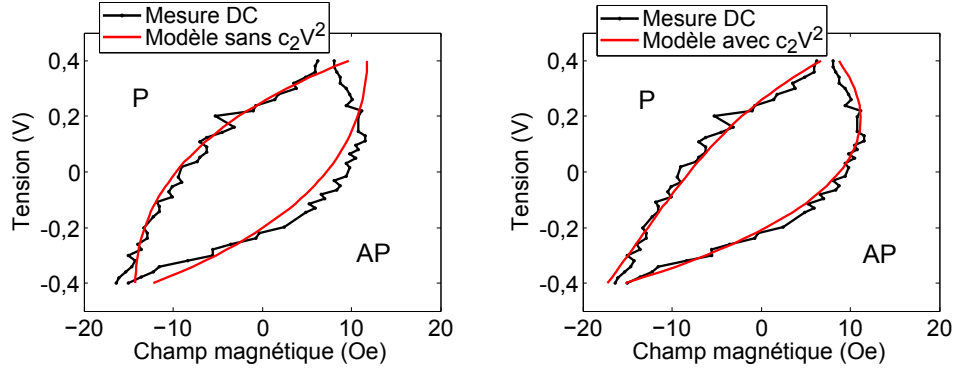


FIGURE 3.27 – Diagramme DC pour une couche libre simple, mesuré sur une jonction de 210 nm \times 100 nm. Les paramètres ajustés sont : $H_{k0}=55$ Oe, $V_{c0}=1,2$ V et $c_2=29$ Oe/V².

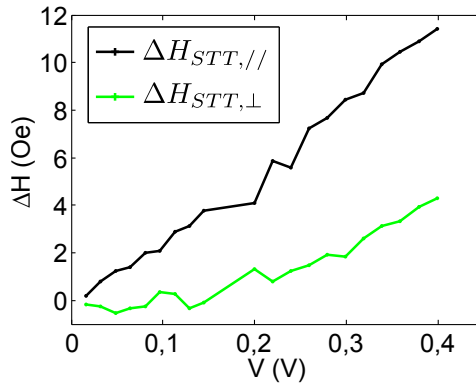


FIGURE 3.28 – Dépendance en tension de l'effet paire et de l'effet impaire de la tension sur le champ de retournement d'une couche libre simple, par analogie à celui mesuré pour une couche SyF piégée sur la figure 3.25.

On a regroupé sur la figure 3.29 les diagrammes mesurés et simulés. Les simulations sont faites avec un terme de STT perpendiculaire pour tester cette hypothèse. On retrouve bien (Figure 3.29 (a)) le diagramme $T=0$ K attendu comme sur la figure 1.14. Notamment, il y a les parties quadratiques pour les transitions vers l'état P et vers l'état AP à basse tension, et il y a une incursion pointue de l'état bistable dans l'état P. Le diagramme expérimental DC (Figure 3.29 (c)) présente bien la partie quadratique pour la transition vers l'état AP, mais pas pour l'état P. D'autre part, on vient de voir que la partie quadratique pour la transition vers l'état AP pouvait s'expliquer par l'effet Joule. Malgré tout, l'hypothèse STT perpendiculaire n'est pas éliminée si on considère l'effet de la température sur le diagramme 3.29 (a). En effet, le diagramme 3.29 (e) simulé en ajoutant un champ aléatoire proportionnel à \sqrt{T} est semblable à celui mesuré expérimentalement. Notamment, la partie quadratique pour la transition vers l'état P est moins marquée, et l'incursion pointue d'état bistable dans l'état P a disparu.

On peut aussi s'intéresser aux diagrammes à impulsions (Figure 3.29 (b) et (d)) pour mettre à l'épreuve simulation et expérience. Ces diagrammes sont beaucoup plus difficiles à simuler à

cause de la grande différence de temps caractéristiques entre les impulsions (50 ns) et les pas de champ (200 μ s). On parvient malgré tout à retrouver l'effet de coupure de champ coercitif à cause du double temps caractéristique dans la simulation (Figure 3.29 (d)). Finalement, il y a un accord qualitatif entre la mesure et la simulation. L'effet du STT perpendiculaire sur une jonction planaire est très spécifique à 0 K, mais est émoûssé à 300 K et s'accorde bien avec les résultats en première approximation.

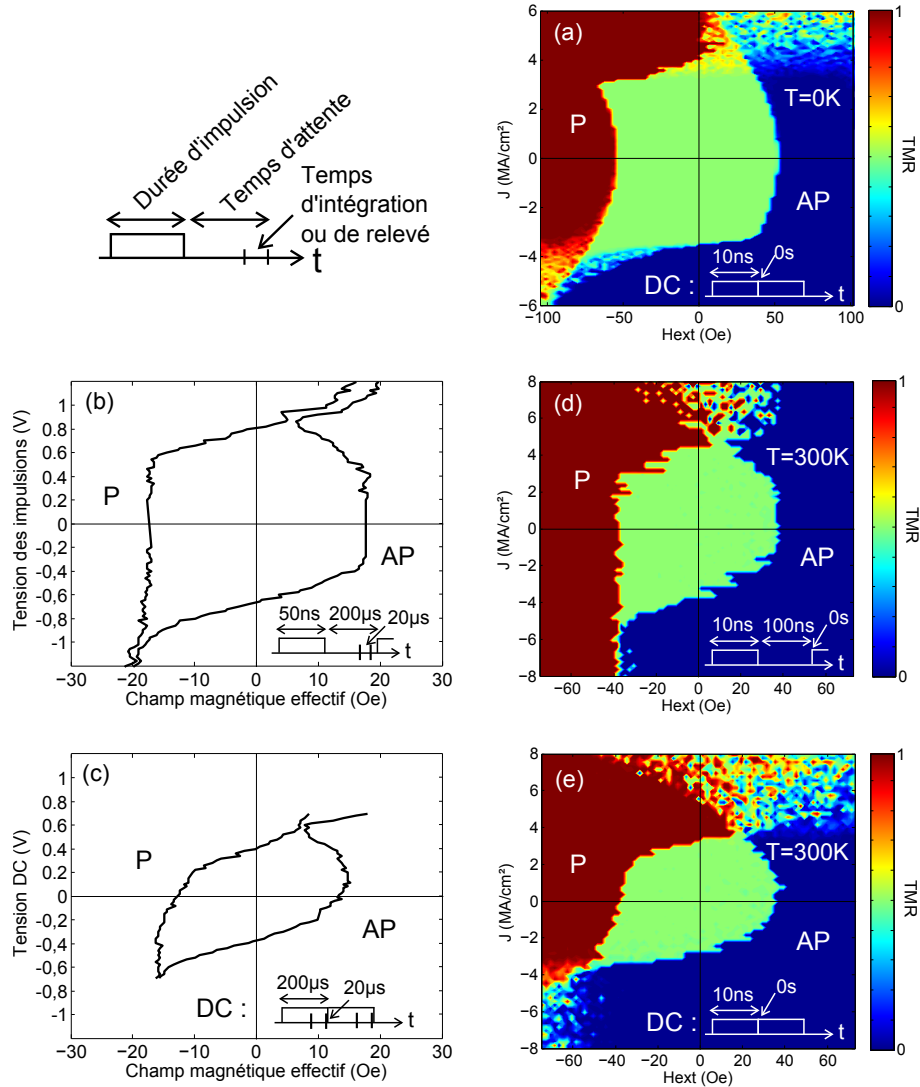


FIGURE 3.29 – Comparaison des diagrammes obtenus par mesure et simulation. (a), (d) et (e) simulation macrospin LLGS avec activation thermique (d-e) ou sans (a). (b) et (c) sont obtenues par mesure. Le chronogramme de mesure/simulation est indiqué en haut à gauche. Les diagrammes (b) et (d) sont réalisés avec des impulsions, tandis que (a), (c) et (e) par méthode DC. La TMR des simulations est déduite de l'état à l'instant final de chaque pas de champ.

Ajustement des lignes critiques $T=0$ K

Pour tester plus sévèrement l'hypothèse du STT perpendiculaire, on peut faire un ajustement (fit) des lignes critiques sur nos mesures expérimentales. On a déjà essayé dans le modèle thermiquement activé avec effet Joule, et on a vu que l'influence du STT perpendiculaire pouvait être en accord avec le résultat mais l'ajustement n'était pas assez bon pour trancher. Pour être plus spécifique, il faut ajuster les lignes critiques des équations 1.26. Celles-ci ne sont pas valables à $T=300$ K, donc les paramètres ajustés n'ont pas de signification physique mais peuvent servir d'indication pour aider à comprendre le système. Adapter les équations 1.26 à 300 K reviendrait à passer du diagramme 3.29 (a) au diagramme 3.29 (e).

L'ajustement est-il plus approprié sur les diagrammes DC ou avec impulsions ? Dans les diagrammes DC contrairement aux diagrammes avec impulsions, on obtient la zone caractéristique à basse tension, en revanche l'effet Joule altère le diagramme par rapport aux équations à 0 K. Le diagramme avec impulsions procure l'avantage de travailler aux temps plus courts ce qui réduit l'influence de la température. En effet, le taux de non-retournement est $\exp(-t_p/\tau)$. Or

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_b}{k_B T}\right) \xrightarrow{T \rightarrow 0} \infty \quad (3.12)$$

Il est équivalent de faire $t_p \rightarrow 0$, donc le diagramme avec impulsions de 50 ns est plus proche du diagramme 0 K que le diagramme DC.

On a réalisé l'ajustement pour les deux diagrammes sur la figure 3.30, en fixant l'amortissement $\alpha = 0,02$. Les deux termes de couple de transfert de spin sont similaires entre les deux diagrammes. Le terme de STT perpendiculaire est d'environ $9,5 \text{ Oe/V}^2 = 0,30 \text{ Oe}/(\text{MA}/\text{cm}^2)^2$. On a ajusté précédemment le modèle thermique avec $29 \text{ Oe/V}^2 = 0,94 \text{ Oe}/(\text{MA}/\text{cm}^2)^2$. Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs $72 - 130 \text{ Oe/V}^2 = 0,46 - 0,83 \text{ Oe}/(\text{MA}/\text{cm}^2)^2$ trouvée par Oh et al. [62]. Le terme de STT planaire est d'environ $1,2 \text{ Oe/V}$. Ce n'est pas le comportement attendu car la formule 1.18 prévoit 35 Oe/V pour notre empilement. Enfin, le champ de saturation perpendiculaire déterminé par l'ajustement est de 49 Oe avec les impulsions et 16 Oe en DC. La différence s'explique par la différence de temps de mesure. Pour les impulsions, la mesure plus courte augmente le courant critique et donc le champ de saturation perpendiculaire apparent. Ce champ de saturation obtenu par ajustement n'est pas comparable à la valeur attendue, mesurée par VSM, de 7000 Oe .

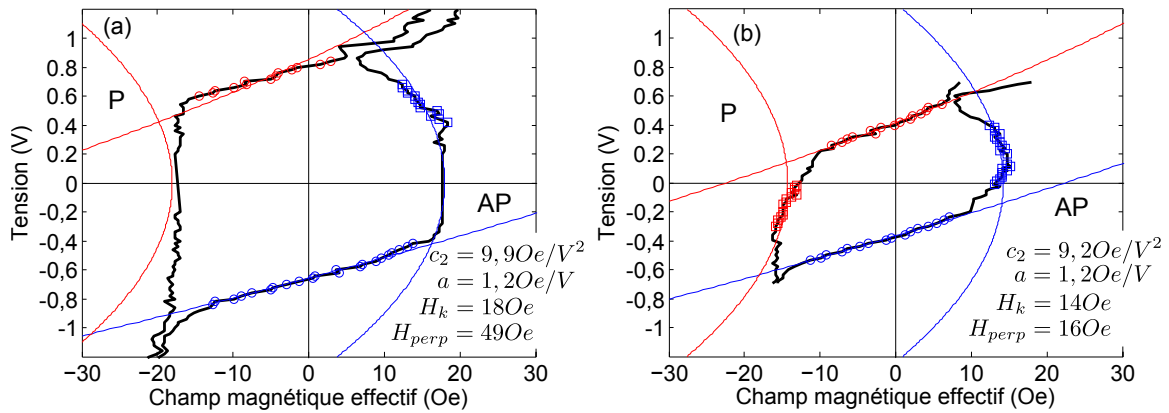


FIGURE 3.30 – Ajustement des lignes critiques de stabilité à 0 K : (a) pour le diagramme à impulsions et (b) pour le diagramme DC. Les points choisis pour l'ajustement de chaque ligne sont marqués par des carrés et des ronds bleus pour la limite de stabilité de l'état AP et rouge pour la limite de stabilité de l'état P. a et c_2 sont les coefficients de respectivement $a_{||}$ et a_{\perp} comme dans l'équation 1.20.

Finalement, on peut retrouver sur nos diagrammes expérimentaux les quatre zones correspondant aux quatre lignes critiques du diagramme à 0 K, mais l'ajustement donne des valeurs qui semblent éloignées de la réalité. On peut observer que les dépendances en champ des termes de STT sont les mêmes pour les deux techniques expérimentales de façon assez logique, car la température a plutôt pour effet de changer les valeurs critiques de champ et de courant, mais pas de modifier la relation entre eux. Il faut alors considérer les droites critiques en tension élevées (deux dernières équations de 1.26) pour comprendre quel paramètre physique provoque le désaccord entre expérience et prédiction, car celles-ci contiennent trois paramètres importants : l'anisotropie d'interface, le STT planaire et l'amortissement.

Champ d'anisotropie perpendiculaire déduit de l'ajustement

Si l'on accorde une sérieuse attention au H_{perp} déduit de l'ajustement, on constate qu'il est ridiculement faible par rapport à la valeur théorique de $H_{\text{perp}} = M_s = 13$ kOe. On peut essayer d'introduire l'anisotropie d'interface K_s pour expliquer cet écart mais ce n'est pas réaliste. En effet, expérimentalement on trouve beaucoup de jonctions pour lesquelles l'ajustement sur le diagramme donne H_{perp} entre 10 Oe et 100 Oe, et pour expliquer cela il faudrait que K_s soit très précisément entre 99,2% et 99,9% de H_{perp} .

De plus, la valeur de H_{perp} mesurée par VSM est de 7000 Oe. On en déduit une anisotropie d'interface d'environ 0,5 erg/cm², ce qui divise le champ démagnétisant par deux, est bien plus raisonnable et en accord avec la littérature.

Influence de l'amortissement ?

Concernant le coefficient de STT planaire, la différence entre 1,2 Oe/V observé et 35 Oe/V calculé pourrait provenir de l'amortissement car le coefficient de STT planaire " a ", se détermine à partir de la pente $\frac{dH}{dV} = \frac{a}{\alpha} = 60$ Oe/V. Pour retrouver l'accord entre la pente expérimentale et la valeur théorique du STT, il faudrait choisir $\alpha = 0,5$, ce qui est très grand par rapport aux valeurs reportées dans la littérature.

En revanche, si on essaye de déterminer le STT planaire à partir du champ d'anisotropie perpendiculaire de 7000 Oe et du courant critique de 1,2 V, on trouve une pente $H_{\text{perp}}/2/V_{c0} = a/\alpha = 3000$ Oe/V, en accord avec la valeur théorique de $a = 35$ Oe/V à condition de choisir $\alpha = 0,012$, ce qui est bien plus en accord avec la littérature. Ainsi, une pente de 3000 Oe/V est cohérente avec la force du STT de 35 Oe/V, mais ce n'est pas la pente qu'on observe. (D'une façon générale : $\alpha = 0,012 - 0,018$ et $H_{\text{perp}}/2/V_{c0} = 2000 - 3000$ Oe/V)

Retour sur l'influence de la température

Nous avons discuté précédemment à l'aide de simulations et du modèle avec activation thermique et effet Joule comment la température estompe l'éventuelle influence quadratique du couple de transfert de spin perpendiculaire. Nous allons voir que le désaccord entre la pente mesurée à $T = 300$ K et la pente attendue à $T = 0$ K se résout avec le modèle avec activation thermique.

L'ajustement avec le modèle thermique sur la figure 3.27 nous indique la valeur de $V_{c0} = 1,2$ V, mais le champ d'anisotropie perpendiculaire n'est pas un paramètre du modèle. Dans le modèle avec activation thermique, la pente $\frac{dH}{dV}(V_c, H = 0)$ de la ligne critique ne dépend pas directement du champ d'anisotropie perpendiculaire. Elle vaut ⁶ :

$$\frac{dH}{dV}(V_c, H = 0) = \frac{H_{k0}}{2V_{c0} \left(\frac{k_B T}{E_b} \ln \left(\frac{t_p}{\tau_0} \right) \right)} \quad (3.13)$$

où l'influence du champ d'anisotropie perpendiculaire est contenue dans V_{c0} . Lorsque la durée de l'impulsion diminue, la pente augmente et tend vers l'infini. En réalité elle tend vers la pente a/α du modèle $T=0$ K. Cette expression simplifiée sans l'effet Joule donne 100 Oe/V pour $t_p = 50$ ns, et 35 Oe/V pour $t_p = 50$ μ s, en meilleur accord avec la valeur expérimentale de 60 Oe/V que les 2000 Oe/V à 3000 Oe/V prédit à 0 K.

Pour conclure sur le terme de STT planaire, dans la couche libre simple, sa valeur théorique serait de 35 Oe/V = 6,3 Oe/(MA/cm²) avec un amortissement entre 0,012 et 0,018, laissant espérer un effet de réduction du champ de 2000 Oe/V à 3000 Oe/V à $T = 0$ K. En pratique, l'efficacité du STT exploitable est de 60 Oe/V = 10,8 Oe/(MA/cm²) à cause de l'activation thermique.

6. Sans prendre en compte l'effet Joule. Avec l'effet Joule, l'expression analytique est bien plus compliquée.

Conclusion sur le STT perpendiculaire dans notre couche simple libre

Pour revenir au STT perpendiculaire, l'effet Joule apporte aussi un terme quadratique important à la réduction du champ coercitif, qui est gênant pour déterminer un petit effet de couple de transfert de spin perpendiculaire. On verra dans le chapitre 4, suite à l'étude du comportement en température du couplage RKKY, que celui-ci peut nous permettre de séparer dans la dépendance en tension du champ de retournement la part de l'effet Joule de la part du courant lui-même.

Les termes de STT étudiés dans la couche simple libre doivent se répercuter dans l'empilement SyF total. Bien sûr, le comportement peut changer à cause de la complexité que la couche SyF apporte, et lorsqu'elle est couplée à 12 nm de matériaux antiferromagnétique. On s'attachera alors à estimer dans les empilements complets l'importance relative des deux termes de STT, pour pouvoir au mieux tirer parti :

- soit du terme de STT planaire en réduisant le STT perpendiculaire dans le TAS bipolaire.
- soit des deux termes de STT avec la polarité positive pour laquelle l'état P est favorisé par le STT planaire et l'état AP est favorisé par le STT perpendiculaire. Il s'agirait d'une écriture TAS unipolaire assisté par STT.

3.5 Etude du produit Résistance-Surface

Cette partie est consacrée à l'étude de l'influence du produit Résistance-Surface (RA) sur le système. Il a déjà été cité, et pour l'utilisation du STT dans les JTM, c'est un paramètre très important. On dispose par ailleurs de la méthode CIPT très pratique pour tester des solutions matériaux car elle permet de mesurer le RA sans graver de piliers.

En microélectronique, il est intéressant de connaître la résistivité multipliée par un terme de dimension car en général on ne modifie qu'une dimension à la fois. Par exemple en dessinant le masque d'une ligne de métal, on ne change que le rapport d'aspect longueur/largeur, sans changer l'épaisseur, ce qui permet d'utiliser le R carré qui s'exprime en Ω/\square et qui est à multiplier par le rapport d'aspect d'une piste dans le plan pour connaître sa résistance.

Les JTM sont déposées en couches fines d'épaisseur définie, puis gravées en piliers. En gravant le pilier on définit la surface de la JTM. Pour connaître sa conductivité il faudrait multiplier la surface par la conductance surfacique. Par habitude de manipuler des résistances, inversement proportionnelles à la surface, on utilise le RA généralement défini en $\Omega \cdot \mu\text{m}^2$, qu'on divise par la surface pour connaître la résistance.

Etant donné la relation :

$$V = RA \times J \quad (3.14)$$

en utilisant la même tension (plutôt que le même courant) sur des jonctions de tailles différentes, on est sûr d'avoir la même densité surfacique de courant pour un RA donné. En revanche en changeant le RA on change le rapport entre les effets de tension et les effets de transport d'électrons. Notamment, le champ électrique peut modifier l'anisotropie [84] tandis que le STT est proportionnel à la densité de courant.

Concernant l'écriture (STT et effet Joule), on souhaite ajuster le RA pour laisser passer un maximum de densité surfacique de courant. La densité de courant utilisable est limitée par le claquage de la jonction. Une solution pour augmenter la densité maximale de courant utilisable est de réduire l'épaisseur. En effet, le coefficient de transmission à travers une barrière tunnel est en première approximation proportionnel à $\exp(-2kt_b)$ où t_b est l'épaisseur de la barrière, tandis que la tension de claquage diminue linéairement avec l'épaisseur de la barrière car le claquage s'effectue à un champ électrique donné. Ainsi il faut diminuer le RA pour augmenter le courant qu'on peut passer. La limite de ce raisonnement est qu'il y a des défauts locaux sur la barrière où la tension de claquage est plus faible. Le cas extrême est celui d'une barrière d'un atome d'épaisseur, où il suffit d'un atome manquant pour claquer la barrière. On voit qu'un atome manquant pour une barrière de deux atomes d'épaisseur est encore un problème car la tension de claquage est divisée par deux. Donc en pratique la limite de la réduction de l'épaisseur pour

Recette barrière (nm)	RA ($\Omega \cdot \mu\text{m}^2$)	TMR (%)
Mg 0,9 Ox / Mg 0,5 Ox / Mg 0,2	35	130
Mg 1 Ox / Mg 0,2 Ox	18	130
Mg 1 Ox / Mg 0,2	7,3	110
Mg 1 Ox	6,5	94

TABLE 3.1 – Recettes de barrières donnant différents RA, et les résultats CIPT. Ox désigne une étape d’oxydation naturelle.

réduire le RA est de quelques couches atomiques.

Transport CIPT

On dispose de trois échantillons avec l’électrode de stockage SyF étudiée dans ce chapitre, pour lesquels la barrière tunnel est modifiée afin d’avoir trois valeurs différentes de RA. La barrière est réalisée par une ou deux étapes d’oxydation naturelle de magnésium. Les résultats de mesures CIPT sont présentés dans la table 3.1.

Densité de puissance critique

Un premier point à observer en changeant le RA est la densité de puissance nécessaire pour le déblocage et l’écriture de l’AF. On l’a défini comme la moyenne des tensions d’écriture pour les quatre combinaisons de polarité et de direction d’écriture à 50 % avec un champ d’écriture élevé (200 Oe). On a tracé ensemble les mesures pour un RA faible (environ $7 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$) et pour un RA grand ($35 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$) sur la figure 3.31. On constate que dans tous les échantillons la densité de puissance critique est d’environ $P_S = 30 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$. La température atteinte par la jonction s’écrit : $T = T_0 + P_S S/k$, où T_0 est la température ambiante et k est la conductivité thermique entre la jonction et l’environnement thermique. Comme la chaleur est essentiellement dissipée via les électrodes, $k = k_S S$ où k_S est la conductivité thermique surfacique. Donc $P_S = k_S \Delta T$, k_S étant indépendant du RA.

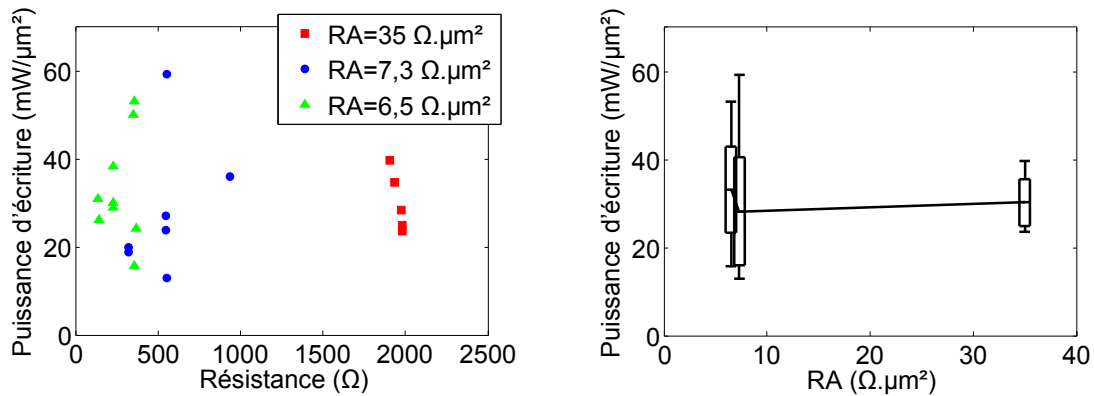


FIGURE 3.31 – Puissance critique d’écriture pour différents RA à 200 Oe.

Comme la densité de puissance critique est indépendante du RA, on peut comparer les tensions de claquage V_{bd} (bd pour *breakdown*), tension critique STT V_{STT} et tension de déblocage de l’AF $V(P_S)$. Pour cela, on modélise la tension de claquage comme dans [113], en disant qu’elle est proportionnelle à l’épaisseur, tandis que le RA varie exponentiellement avec l’épaisseur. V_{bd} varie donc de façon logarithmique avec l’épaisseur, et les deux paramètres sont fixés en remarquant que pour $RA = 18 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$, $V_{bd} \approx 1,5 \text{ V}$, et pour $RA = 35 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$, $V_{bd} \approx 1,9 \text{ V}$.

$$\begin{aligned}
V_{bd} &\approx 0,6 \times RA + 16,81 \\
V(P_S) &= \sqrt{RA \times P_S} \\
V_{STT} &= RA \times J_c
\end{aligned} \tag{3.15}$$

En traçant ensemble ces expressions sur la figure 3.32, on voit apparaître un RA en dessous duquel la tension de déblocage de l'AF devient supérieure à la tension de claquage. Il y a donc un RA minimal autorisant l'écriture.

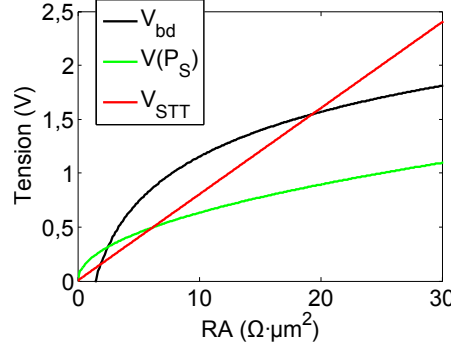


FIGURE 3.32 – Différentes tensions critiques. Il y a une borne inférieure pour le RA donnée par la densité de puissance critique de chauffage.

Comportement général de $\Delta H_{STT, //}(V)$ et $\Delta H_{STT, \perp}(V)$

Sur la figure 3.33 sont présentés quelques exemples de dépendance en tension de $\Delta H_{STT, //}$ et $\Delta H_{STT, \perp}$ pour les différents RA étudiés⁷.

Globalement, ces grandeurs sont positives et croissantes. Le caractère positif de $\Delta H_{STT, //}$ est cohérent avec le fait que la polarité positive favorise l'état P et que la polarité négative favorise l'état AP. Le caractère positif de $\Delta H_{STT, \perp}$ est cohérent avec le fait que l'état AP est favorisé avec les deux polarités.

On s'attendrait à retrouver dans les dépendances en tension des champs effectifs le comportement des couples de transfert de spin sous-jacent. C'est à dire pour $\Delta H_{STT, //}(V)$ une évolution linéaire et pour $\Delta H_{STT, \perp}(V)$ une évolution quadratique. Or on observe des sauts, notamment pour le $RA = 18 \Omega \cdot \mu m^2$, ce qui est assez surprenant.

Pour comparer ces différents comportements, il faut trouver un critère. La valeur moyenne n'est pas un bon critère, notamment pour $\Delta H_{STT, \perp}$ car il peut exister un couplage dipolaire avec la couche de référence qui favorise un état, et qui varie de jonction à jonction. Un bon critère serait la dépendance en tension des ΔH . On peut la trouver grâce à une régression linéaire, et les valeurs des pentes trouvées sont reportées sur la figure 3.34.

Importance relative de $\Delta H_{STT, //}/\Delta V$ et $\Delta H_{STT, \perp}/\Delta V$ pour les différents RA

Sur la figure 3.34, on retrouve que $\Delta H_{STT, //}/\Delta V$ est positif, en accord avec le STT planaire, et que $\Delta H_{STT, \perp}/\Delta V$ est positif, indiquant qu'un état est de plus en plus favorisé en augmentant la tension, comme par exemple pour un STT perpendiculaire.

Concernant $\Delta H_{STT, //}/\Delta V$, comme attendu il augmente quand on diminue le RA.

$\Delta H_{STT, \perp}/\Delta V$ ne varie pas de façon claire avec le RA. Il est très dispersé pour un $RA = 7 \Omega \cdot \mu m^2$, et semble le plus grand pour un $RA = 18 \Omega \cdot \mu m^2$. On remarque aussi un point pour le $RA = 18 \Omega \cdot \mu m^2$ où le $\Delta H_{STT, \perp}/\Delta V$ est négatif. Ce point a été obtenu sur un autre échantillon pour lequel la barrière tunnel est à peine sortie lors de la gravure. Cette gravure minimaliste minimiserait l'interaction dipolaire avec la couche de référence, ce qui fait penser que $\Delta H_{STT, \perp}/\Delta V$

7. Les RA de $6,5 \Omega \cdot \mu m^2$ et $7,3 \Omega \cdot \mu m^2$ sont regroupés sur la valeur moyenne $7 \Omega \cdot \mu m^2$. En effet, on ne distingue pas de différences entre les deux sur ces tests

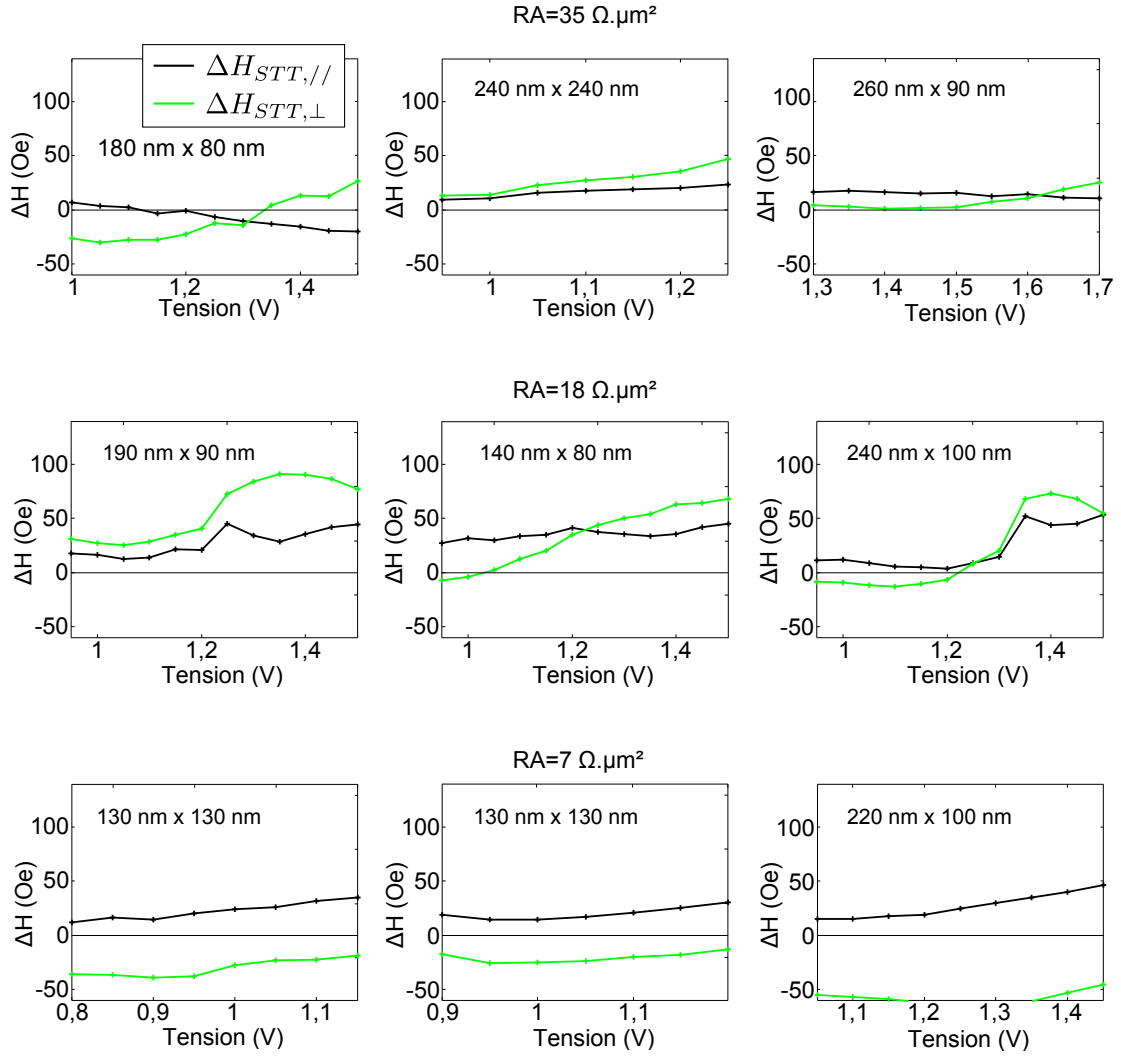


FIGURE 3.33 – Dépendance en tension des champs effectifs pairs et impairs. Trois exemples de jonction sont donnés pour chaque valeur de RA.

est lié à l'interaction dipolaire avec la couche de référence en plus du STT perpendiculaire. Finalement, l'influence du RA sur $\Delta H_{STT,\perp}/\Delta V$ semble plaider en faveur d'un effet de conduction comme le STT perpendiculaire, mais sa dispersion et sa vraisemblable dépendance à la gravure suggèrent l'existence d'autres effets.

Dispersion de l'efficacité du STT

On a l'occasion ici d'observer un effet de dispersion important à prendre en compte pour étudier ce système. Sur la figure 3.33, pour le $RA = 18 \Omega \cdot \mu m^2$, $\Delta H_{STT,||}/\Delta V = 75 \text{ Oe/V} \pm 50 \text{ Oe/V}$. Ainsi l'effet exploitable est dispersé sur une plage de 25 Oe/V à 125 Oe/V, et si certaines jonctions pourraient être écrites par effet STT pur, sur d'autres le gain de 25 Oe/V ne serait peut-être pas suffisant.

Pour le $RA = 35 \Omega \cdot \mu m^2$, il s'agit même de l'interprétation des résultats qui est remise en question si on ne fait pas une statistique suffisante car $\Delta H_{STT,||}/\Delta V$ est nul en moyenne, mais sa dispersion laisse voir des valeurs positives et négatives. Des valeurs positives correspondent à un effet STT attendu, et des valeurs négatives à un effet STT inverse. Mais la valeur moyenne indique le véritable comportement de cet empilement : pas de variation impaire du champ d'écriture avec la tension.

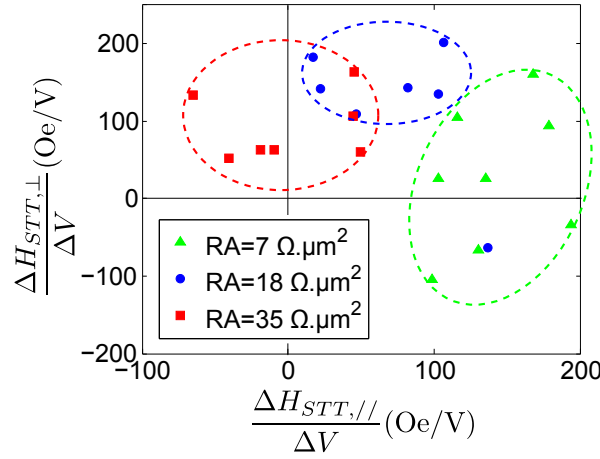


FIGURE 3.34 – Comparaison des dépendances en tension des termes pairs et impairs de réduction du champ d'écriture avec la tension pour différents RA

Limite de la tension de claquage

Pour revenir à la variation de $\Delta H_{STT,\parallel}/\Delta V$ avec le RA, un RA plus faible semble permettre de mieux réduire le champ d'écriture. En pratique, la tension de claquage limite la réduction de champ. Théoriquement cette limite est plus gênante pour un RA plus grand, tant que la barrière est propre. Les RA les plus faibles sont plus difficiles à obtenir et il y a une limite où réduire le RA ne semble pas avantageux car la tension de claquage décroît trop vite. Pour savoir si on a atteint cette limite, il suffit de regarder le gain maximal de champ d'écriture obtenu. Sur la figure 3.33, le gain de champ maximal est de 42 Oe pour $RA = 7 \Omega \cdot \mu m^2$ et 47 Oe pour $RA = 18 \Omega \cdot \mu m^2$. Ils sont comparables, ainsi on a atteint la zone limite pour notre technologie de barrière. Le RA offrant le meilleur compromis entre tension de claquage et STT se situe entre $7 \Omega \cdot \mu m^2$ et $18 \Omega \cdot \mu m^2$.

Effet de tension contre effet de densité de courant

Enfin, la variation de $\Delta H_{STT,\parallel}/\Delta V$ avec le RA permet de tester l'influence de la tension en comparaison de la densité de courant. Dans une approche simple, il y a proportionnalité de l'effet de STT avec la densité de courant :

$$a_{\parallel} = \frac{\hbar \eta}{2e\mu_0} \frac{J}{M_s t} = a_J J \quad (3.16)$$

Ce comportement est celui trouvé dans l'étude expérimentale [114]. Il est intéressant de noter que a_J est indépendant de la barrière, (sauf éventuellement via la polarisation en spin η). La dépendance du couple avec la tension se déduit par le RA. Si on note :

$$a_{\parallel} = a_V V \quad (3.17)$$

Alors :

$$a_V = \frac{a_J}{RA} \quad (3.18)$$

Or $dH_{STT,\parallel}/dV = a_V/\alpha$, donc vu notre définition de $\Delta H_{STT,\parallel}$:

$$2 \frac{\Delta H_{STT,\parallel}}{\Delta V} = a_V/\alpha = \frac{a_J}{RA\alpha}. \quad (3.19)$$

Ainsi, on peut essayer d'ajuster une relation en inverse du RA sur les moyennes de $\Delta H_{STT,\parallel}/\Delta V$ (Figure 3.35). L'ajustement en inverse du RA ne semble pas représenter la réalité (bien qu'il rentre dans les barres d'erreurs) car cette grandeur décroît plutôt linéairement avec le RA. Cette différence avec le modèle $a_{\parallel} = a_J J$ pourrait provenir de l'écart à une barrière idéale

de nos échantillons à $RA \approx 7 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. On a vu que la tension de claquage est probablement dégradée ce qui limite le gain maximal de champ. De la même façon, le modèle simple prévoyant la proportionnalité du couple à la densité de courant peut ne plus s'appliquer. Notamment la dégradation de la tension de claquage apparaît aux épaisseurs de barrière où la non uniformité est sensible. De la même façon, la conduction n'est peut-être plus uniforme et se fait essentiellement par des points faibles de la barrière, le couple n'est donc pas bien réparti sur la surface de la JTM dégradant l'efficacité du couple de transfert de spin.

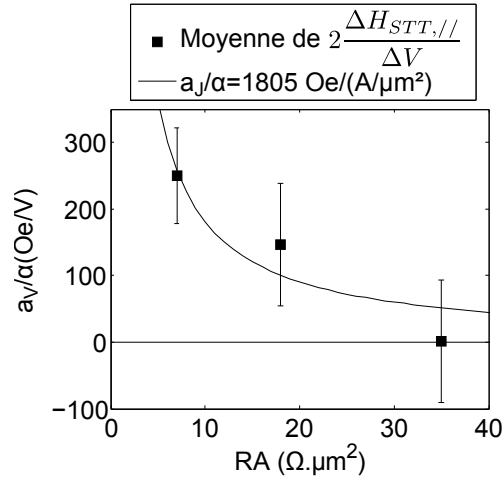


FIGURE 3.35 – Dépendance de l'effet de STT planaire avec le RA.

3.6 Conclusion

On a fait plusieurs essais d'empilements SyF dans le but d'améliorer l'influence du STT dans des empilements TAS-MRAM. On obtient des résultats intéressants notamment avec un SyF avec couplage RKKY. En réalisant une étude poussée de cet empilement, on remarque que son comportement en écriture fait intervenir le spin-flop, et ce, probablement par un changement de mode d'écriture comme suggéré parfois par le comportement en champ-tension des états intermédiaires. On observe des indices de la présence de STT perpendiculaire. Cela perturbe l'efficacité STT obtenue avec la polarité positive, en termes de probabilité d'écriture et en termes d'états intermédiaires. La possible présence de STT perpendiculaire se retrouve dans les dépendances du champ d'écriture en tension, à la fois pour la couche de stockage SyF et pour la couche simple libre. L'étude de la couche simple libre permet de quantifier le STT planaire. L'étude du RA permet de mettre en évidence que le RA idéal pour notre technologie est entre $7 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et $18 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

L'effet de STT exploitable en mode bipolaire est de $\Delta H/\Delta V = 60 \text{ Oe/V}$, dû à un couple de $a = 35 \text{ Oe/V} = 6,3 \text{ Oe/(MA/cm}^2\text{)}$.

On peut aussi envisager d'exploiter le STT perpendiculaire dans une optique de réduction unipolaire du champ d'écriture. L'idée est qu'un sens d'écriture serait plutôt affecté par le STT planaire et l'autre par le STT perpendiculaire (ce qui n'est pas clair sur le diagramme théorique ou simulé à $T = 0 \text{ K}$ mais semble apparaître sur le diagramme simulé à $T = 300 \text{ K}$, figure 3.29). Alors en utilisant la polarité positive on pourrait réduire le champ d'écriture avec la tension pour les deux sens d'écriture⁸.

8. A ne pas confondre avec une écriture STT unipolaire dans laquelle on joue sur la dépendance en tension des termes STT perpendiculaires et plans pour choisir la direction d'écriture grâce à l'amplitude de la tension

Chapitre 4

Etude de l'écriture en temps réel et de la phase de refroidissement

Dans ce chapitre, on étudie trois aspects pouvant affecter l'écriture des STT-TAS-MRAM :

- La méthode de refroidissement en fin d'écriture assistée thermiquement pour tirer le meilleur parti du STT.
- La variation en température du couplage RKKY dans un SyF.
- L'effet thermoélectrique dû à l'asymétrie de chauffage.

4.1 Amélioration de l'écriture par contrôle de la vitesse de refroidissement

La phase de refroidissement est une étape importante de l'écriture de TAS-MRAM. En effet, l'impulsion d'écriture réduit temporairement la barrière d'énergie, et l'aimantation de la couche magnétique peut être retournée soit par champ magnétique, soit par STT. Dans le retournement par champ, pour que le couplage d'échange F/AF soit rétabli, il faut que le refroidissement soit fait sous champ. Pour cela, il suffit de maintenir le champ appliqué pendant la phase de refroidissement. Dans le cadre d'un retournement par STT, la source de STT et de chauffage est la même : le courant traversant la barrière. Or, comme le refroidissement prend un certain temps quand on supprime la source de chauffage, pendant ce temps la température est encore élevée ce qui réduit la barrière d'énergie et le STT n'est plus actif pour maintenir l'état écrit. Ainsi il peut se produire un retournement vers l'état initial durant la phase de refroidissement.

Dans cette partie nous allons voir comment on peut utiliser le STT dans la phase de refroidissement pour améliorer l'écriture. Nous allons d'abord décrire ce phénomène par un modèle simple, puis nous présenterons l'étude de cet effet par des tests d'écritures sur un empilement avec une couche libre SyF : CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / NiFe 3,5 (nm).

Types de renversements retour

Il existe différents types de retournement vers l'état initial (*backswitching*) suivant les conditions d'écriture et le système :

Pour la polarité positive, le STT perpendiculaire favorise l'état AP tandis que le STT planaire favorise l'état P. Vu leur dépendance en tension différente, il peut y avoir une gamme de tension pour laquelle le retournement se fait vers l'état P, puis en augmentant la tension le retournement se fait vers l'état AP. C'est purement un effet de tension. [49, 62]

L'effet Joule peut augmenter la température dans la gamme où la hauteur de la barrière n'est plus suffisante pour assurer la stabilité. Dans ce cas, le système tend vers un équilibre thermodynamique pendant l'écriture durant laquelle on observe une dépendance dans le temps de la probabilité. C'est un effet lié à la température. [64]

On s'intéresse ici au 2ème effet, l'effet thermique. A la différence de ce qui a été fait précédemment, on l'étudie pendant la phase de refroidissement.

4.1.1 Modélisation du renversement retour pendant le refroidissement

L'effet fait intervenir la dépendance temporelle de la température, la stabilité de l'état écrit et l'effet Joule. On décrit ici la façon la plus simple d'introduire tous ces effets.

Bilan thermique

On peut modéliser la jonction tunnel comme un point de capacité thermique C , relié au bain thermique à T_0 par la conductivité thermique k :

$$C \frac{dT}{dt} = P - k(T - T_0) \quad (4.1)$$

Où T est la température de la JTM, P est la puissance dissipée par effet Joule $P = \frac{V^2}{R}$, où V est la tension appliquée sur la barrière. Elle est normalement nulle pendant le refroidissement, mais si on diminue la tension graduellement, elle peut avoir une dépendance temporelle $V(t)$, par exemple linéaire.

Stabilité de l'état écrit

Pour modéliser que l'état final peut avoir un renversement vers l'état initial, il faut utiliser l'équation maîtresse 1.31. Il faut aussi que l'action stabilisatrice du STT soit prise en compte. La façon la plus simple de le faire est d'écrire les barrières d'énergie à partir desquelles sont calculés les taux de retournement. E_{b01} est la barrière d'énergie pour aller de l'état 0 (par exemple P) vers l'état 1 (par exemple AP) et E_{b10} est la barrière d'énergie pour aller de l'état 1 vers l'état 0 :

$$\begin{aligned} E_{b01} &= E_{b0} \left(1 + \frac{V}{V_0} \right) \\ E_{b10} &= E_{b0} \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Enfin, il faut modéliser le couplage avec l'AF. Ce couplage stabilise la couche de stockage grâce à l'anisotropie de l'AF et cette anisotropie diminue progressivement avec la température, jusqu'à atteindre T_B . Pour le modéliser simplement, on peut dire que le retournement n'est pas possible lorsque $T < T_B$. Pour $T > T_B$, la contribution du couplage F/AF à la barrière d'énergie dépend de la température, mais on simplifie ici en disant qu'il n'y a plus de couplage.

Retournement lors de la phase de refroidissement

Avec ce modèle on peut faire le calcul de l'évolution temporelle du taux d'erreur, comme sur la figure 4.1. Pour une transition rapide de la tension en fin d'impulsion (Figure 4.1 (a), (c)), la température décroît tandis que la tension est nulle. Comme le terme de STT qui stabilisait l'état final n'est plus présent et que la température est au-dessus de la température de blocage, la jonction revient dans l'état initial. L'équilibre thermodynamique qui est un partage à 50 % entre les deux états n'est pas réalisé car la température atteint finalement la température de blocage stabilisant le taux d'erreur à 0,1 dans ce calcul.

Maintien de l'influence du STT pendant le refroidissement

Une solution pour maintenir l'état écrit est de diminuer graduellement la tension à la fin de l'impulsion dans l'espoir que le gain de stabilité de l'état final grâce au STT l'emporte sur le rallongement du refroidissement. Un argument important qui soutient cette démarche est que la puissance de chauffage est proportionnelle au carré de la densité de courant $P \propto J^2$ tandis que le STT est proportionnel à la densité de courant J . Ainsi, en diminuant graduellement la densité de courant, le STT décroît moins vite que la puissance de chauffage, donc que la température.

Sur la figure 4.1 (a) et (b), on peut comparer l'influence du STT pendant le refroidissement en prenant par exemple le niveau de tension lorsque la T_B est atteinte. Cette influence est bien

plus grande avec un refroidissement plus lent. Résultat, sur la figure 4.1 (d), le taux d'erreur est stable durant le refroidissement. Concrètement, le taux d'erreur est de 0,004, bien en dessous de celui obtenu avec un refroidissement rapide.

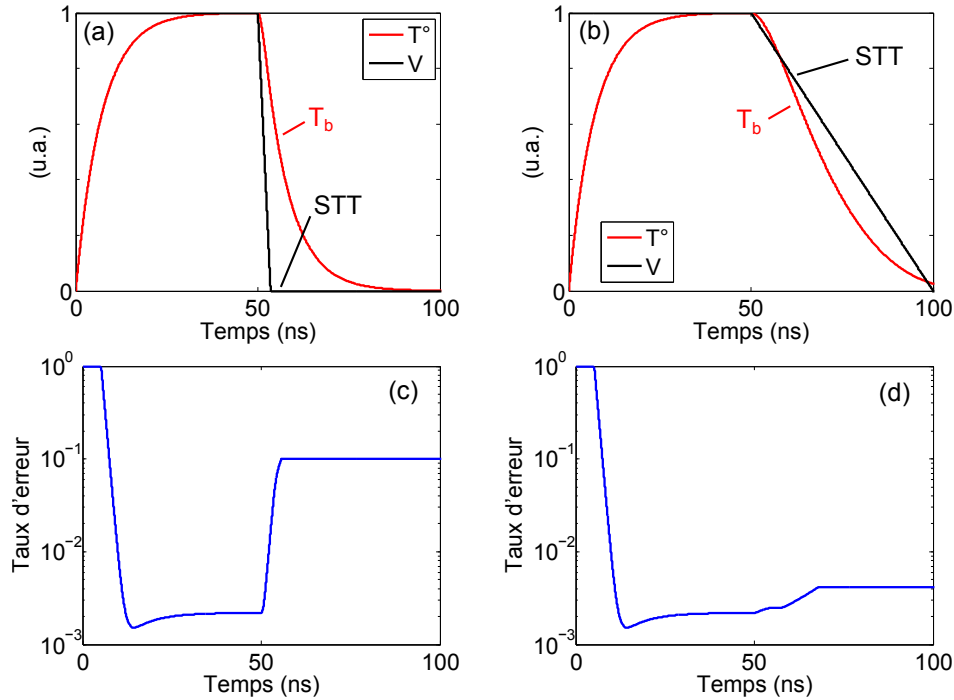


FIGURE 4.1 – Évolution temporelle de la température pour une forme d'impulsion de tension donnée (a) pour une impulsion avec un front descendant raide (3,5 ns) et (b) avec une diminution graduelle de la tension (50 ns). (c) et (d) : Évolution temporelle de la probabilité d'être dans l'état final.

Effet de géométrie sur la température réelle

Dans un système réel, l'équation de la chaleur fait intervenir le gradient de température. Dans ce cas, il y a deux effets dont le modèle ci-dessus ne rend pas compte.

D'abord, le système est composé d'éléments de dimensions caractéristiques très différentes, comme la jonction et les lignes de contact, et qui peuvent avoir des conductivités thermiques très différentes. Il apparaît alors différents temps caractéristiques dans l'évolution temporelle de la température [115].

D'autre part, pour une géométrie complexe, la dépendance temporelle de la température n'est pas exponentielle et on ne peut pas parler de temps caractéristique.

Ainsi le modèle ci-dessus est le plus simple qui permette de rendre compte du retournement pendant le refroidissement, mais il décrit de façon approximative l'évolution temporelle de la température du système réel.

4.1.2 Dépendance en tension de l'efficacité du STT

Pour étudier expérimentalement l'influence du couple de transfert de spin pendant la phase de refroidissement, il faut un échantillon qui soit sensible au couple de transfert de spin, et qui soit piégé par couplage F/AF. Ainsi, comme pour le chapitre 3, la couche libre est un SyF, mais la couche en contact avec l'AF est purement en NiFe : CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / NiFe 3,5 (nm).

Comportement pleine tranche

Le comportement magnétique pleine tranche mesuré au VSM est visible sur la figure 4.2. Comme pour l'empilement SyF CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12 du chapitre

précédent, la couche du SyF dont l'aimantation domine est celle en contact avec l'AF. On remarque que la différence de moment magnétique est faible, et qu'il y a une variation du moment magnétique dans la gamme de champ où les aimantations sont antiparallèles.

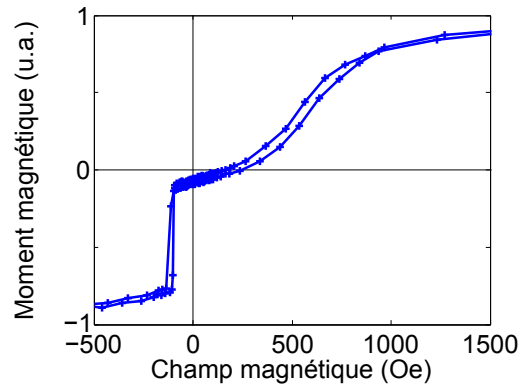


FIGURE 4.2 – Mesure VSM de la couche de stockage CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / NiFe 3,5 (nm).

Forme de l'impulsion de tension

Dans un premier temps on utilise des impulsions d'écriture de 50 ns avec des transitions raides : il s'écoule 3,5 ns pour passer de la tension d'écriture à 0 V. On a pu vérifier la forme de l'impulsion à l'aide d'un montage en réflexion comme présenté sur la figure 4.3. L'impulsion est envoyée sur le système de mesure connecté à une jonction, et branché en parallèle avec un oscilloscope. L'oscilloscope reçoit alors l'impulsion directement depuis le générateur d'impulsions, et l'impulsion est ensuite réfléchie sur la JTM et revient à l'oscilloscope éventuellement modifiée par son passage à travers le Té de polarisation et les contacts. Les impulsions transmises et réfléchies se chevauchent car le temps de trajet de l'impulsion dans les connexions est plus court que la durée de l'impulsion : 50 ns. La durée du front montant et du front descendant sont toutes les deux de 3,5 ns, soit 1 ns de plus que la spécification du générateur. On observe que la forme de l'impulsion est bien conservée, notamment que le front descendant est toujours de 3,5 ns pour l'impulsion réfléchie.

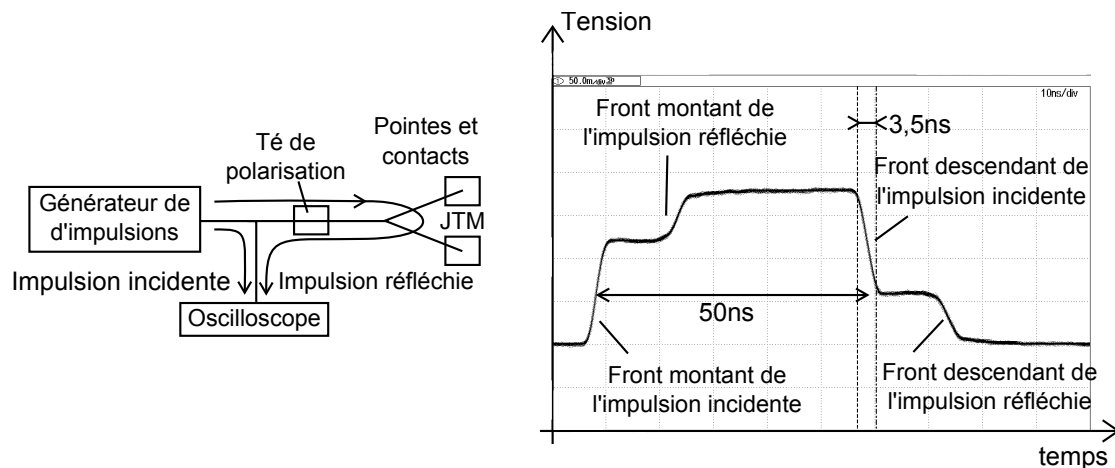


FIGURE 4.3 – Forme de l'impulsion mesurée avec un montage en réflexion.

Dégradation de l'influence du STT avec la tension

On a mesuré les diagrammes d'écriture par la méthode d'initialisation-écriture. Le diagramme est présenté sur la figure 4.4. L'effet de la polarité sur les champs d'écriture est celui attendu en présence de STT. Ces diagrammes comportent une particularité. La différence de champ

d'écriture entre les polarités diminue avec la tension. Le gain de champ d'écriture est de 60-70 Oe à 1 V et il diminue à 20 Oe à 1,3 V. Ainsi, l'efficacité du STT semble décroître avec la tension, contrairement à ce qui est attendu.

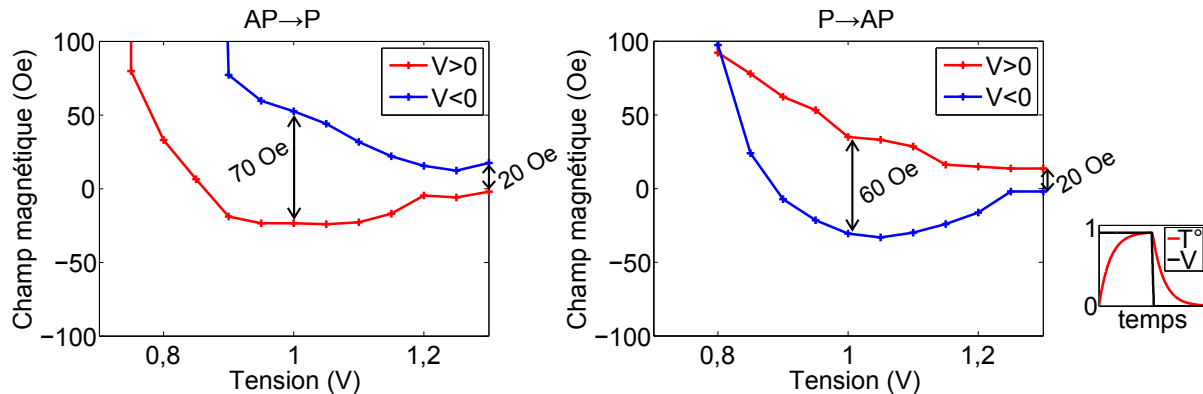


FIGURE 4.4 – Diagrammes d'écriture réalisés avec des impulsions dont le front descendant est rapide (3,5 ns). L'efficacité du STT diminue avec la tension.

4.1.3 Amélioration de l'écriture

Quel est le lien entre une diminution de l'efficacité du STT avec la tension et un retournement vers l'état initial pendant le refroidissement? Lorsqu'on augmente la tension, la température est plus élevée pendant le refroidissement, ce qui favorise le retournement vers l'état initial. Ainsi, si on arrive à améliorer l'efficacité du STT en changeant la méthode de refroidissement, rétrospectivement cette diminution apparente de l'effet de STT avec la tension serait un effet de perte de l'état écrit pendant le refroidissement. Ainsi, on mesure à nouveau les diagrammes en utilisant des impulsions avec un front descendant linéaire de 80 ns. La forme des impulsions est modifiée en créant une forme arbitraire grâce à un générateur Agilent 81150A. Des impulsions mesurées à l'oscilloscope sont présentées sur la figure 4.5 pour illustration.

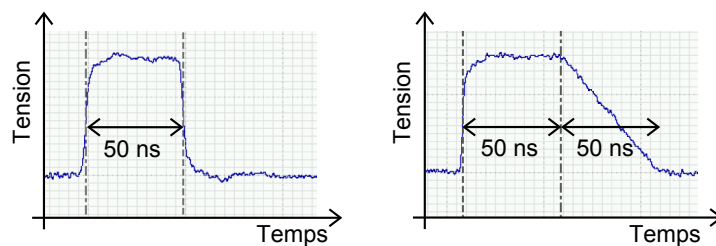


FIGURE 4.5 – Impulsions à front descendant rapide (3,5 ns) et à front descendant progressif (50 ns), observées directement à l'oscilloscope.

Efficacité du STT maintenue à forte tension

Le diagramme obtenu sur la figure 4.6 montre que l'efficacité du STT est maintenue quand on augmente la tension comme espéré : le gain de champ d'écriture en changeant la polarité est de 80-85 Oe à 1 V et diminue légèrement pour atteindre 60-65 Oe à 1,3 V. Ainsi l'efficacité du STT a été multipliée par 3 en terme de champ à 1,3 V entre la transition rapide et la transition graduelle en fin d'impulsion (60 Oe par rapport à 20 Oe).

Cependant elle n'augmente pas avec la tension. En fait cela s'explique, car durant ce refroidissement dynamique, le rapport entre STT et température ne peut pas être plus favorable qu'en statique, pendant l'impulsion. Or l'efficacité STT pour les tensions traversées en refroidissement dynamique à 1,3 V est connue en statique et visible tout simplement sur le diagramme aux

tensions inférieures. Ainsi il est logique que l'efficacité optimale du STT soit constante avec la tension.

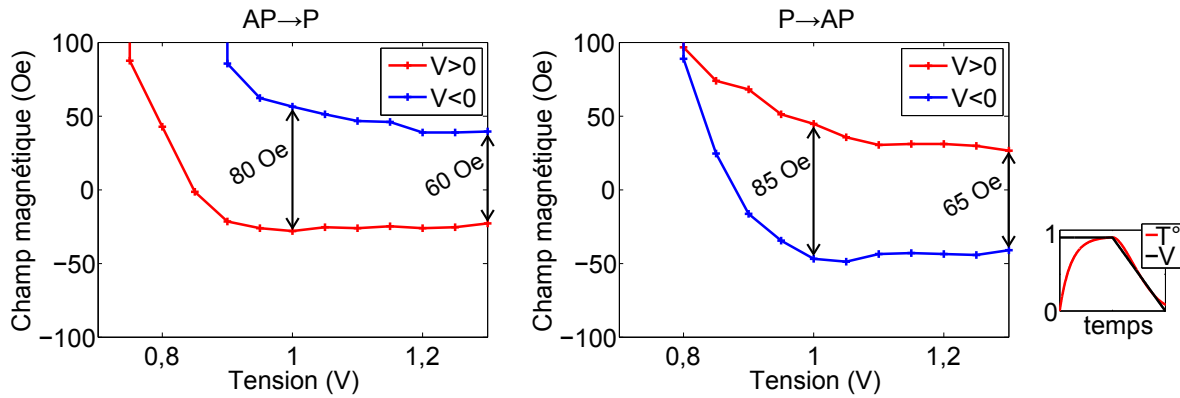


FIGURE 4.6 – Diagrammes réalisés avec des impulsions dont le front descendant est linéaire sur 80 ns. L'efficacité du STT est quasiment indépendante de la tension.

Amélioration de l'influence du STT sur la probabilité d'écriture

On trace sur la figure 4.7 les probabilités d'écriture en fonction du champ magnétique pour différentes tensions, pour les deux modes de refroidissement. L'assistance du STT est bien visible pour les deux modes de refroidissement. Cependant, leur dispersion de probabilité d'écriture diffère tant pour l'état Rmin que pour l'état Rmax. Pour le cas de la transition d'impulsion raide, pour le même champ appliqué, la différence de probabilité d'écriture entre les polarités est plus petite pour une impulsion de chauffage importante ($\pm 1,3$ V), plutôt que modérée ($\pm 1,1$ V). Au contraire, dans le cas d'une transition linéaire de 70 ns, la probabilité est très reproductible, même en variant la tension. On retrouve là l'effet stabilisateur du STT pendant le refroidissement. L'invariance de la probabilité avec la tension s'explique par le fait que le refroidissement est suffisamment lent pour que la JTM soit dans un quasi-équilibre thermique. Il s'agit d'un refroidissement quasistatique. C'est à dire que la température est entièrement définie par la densité de courant, indépendamment de l'histoire de la dynamique de chauffage ou de refroidissement.

On observe aussi sur la figure 4.7 (b) un reste de dispersion de la probabilité d'écriture de Rmin avec une impulsion négative. Ce comportement n'est pas général et des phénomènes additionnels peuvent exister pour certains dispositifs. Par exemple, cela pourrait provenir du fait que lorsqu'on écrit Rmin, l'état initial Rmax dépend de la tension (effet tunnel). Pendant la rampe de tension, la résistance augmente, ce qui fait que la densité de courant diminue rapidement ; trop pour maintenir le STT empêchant le retournement.

Pour avoir une vision plus précise de ce qu'il se passe, on s'intéresse ensuite aux niveaux de résistance obtenus et à leurs distributions pour les différentes techniques de refroidissement.

Diminution de la quantité d'états intermédiaires

La jonction a été écrite avec un champ magnétique de 50 Oe, 200 fois pour chaque niveau de tension et on a reporté les distributions cumulées sur la figure 4.8. La jonction est approximativement elliptique, de grands axes 60 nm et 120 nm (40 nm et 100 nm nominalement). Le RA est de $18 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$. D'une façon générale, pour les deux modes de refroidissement, la distribution de résistance est décalée vers des valeurs plus basses de résistance pour la polarité positive par rapport à la polarité négative. Il y a aussi un certain nombre d'essais d'écriture qui résultent en des états intermédiaires de résistance. Ils apparaissent sous la forme de transitions de niveaux dans la distribution cumulée (par exemple $[3800 \Omega - 4500 \Omega]$ à 1,35 V et 1,4 V). Dans le cas d'une transition rapide (Figure 4.8 (a)), quand la tension augmente de 1,3 V à 1,4 V, les distributions de résistances obtenues avec les polarités positives et négatives commencent à se chevaucher.

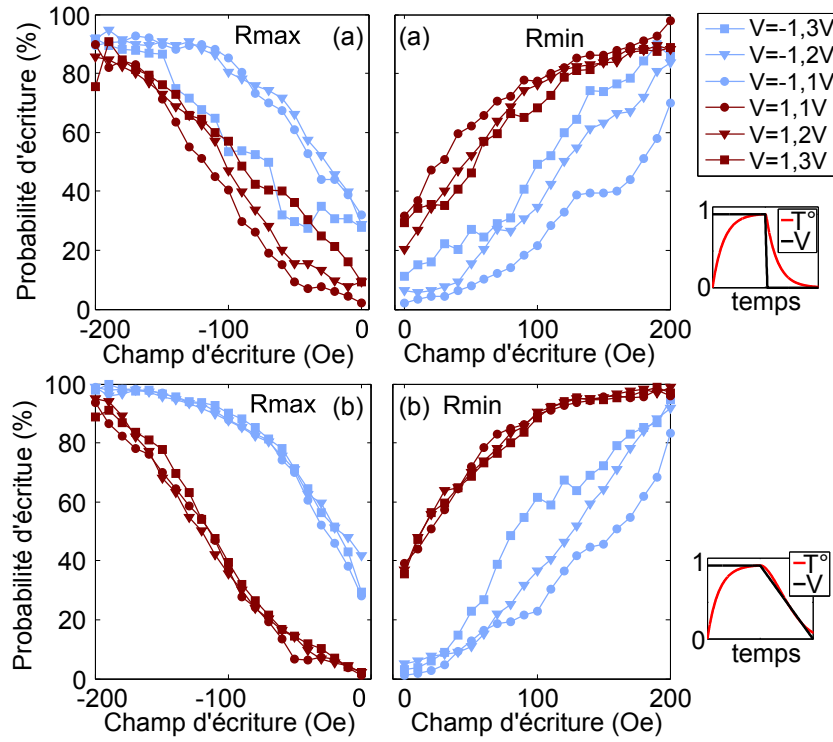


FIGURE 4.7 – Probabilité d’écriture du SyF B en fonction du champ magnétique pour une impulsion avec front descendant raide (3,5 ns) (a) ou diminution graduelle de la tension (70 ns) (b).

Cela indique une diminution de l’influence du STT. Plus spécifiquement, il y a deux comportements notés (i) et (ii) sur la figure 4.8 : (i) pour une polarité positive, la quantité d’états intermédiaires augmente de 35 % à 50 % entre 1,3 V et 1,4 V. (ii) pour la polarité négative, ces états intermédiaires sont décalés de 400 Ω vers Rmin (de [4100 Ω - 4800 Ω] à [3700 Ω - 4700 Ω]).

Pour le cas de l’impulsion avec une transition graduelle de la tension (Figure 4.8 (b)), des états intermédiaires sont visibles aussi. Cependant, la différence entre polarité positive et polarité négative est maintenue même quand l’amplitude de l’impulsion augmente, indiquant une amélioration de l’influence du STT dans le processus d’écriture en comparaison à l’écriture avec une transition abrupte.

La nature de ces états intermédiaires est difficile à déterminer. Il pourrait s’agir d’états micromagnétiques de l’aimantation, de type S ou C, ou de vortex. Cela pourrait aussi être dû à l’apparition d’un angle entre les aimantations des couches du SyF pendant l’écriture, qui se conserve après écriture lorsque le piégeage par la couche antiferromagnétique est rétabli. Ce deuxième point fait intervenir la force du couplage RKKY et sa dépendance en température, qui seront étudiés en détails dans la suite du chapitre.

On s’intéresse pour l’heure à l’évolution de l’influence du STT avec la vitesse de refroidissement : il serait intéressant de savoir comment on passe du refroidissement avec perte d’information au refroidissement idéal quasistatique.

4.1.4 Vitesse de refroidissement optimale

La probabilité d’écriture a été mesurée en faisant 800 essais d’écriture avec des impulsions de 1,3 V, en variant la durée de front descendant de l’impulsion et en utilisant la polarité favorable pour l’écriture du point de vue du STT. La durée de la partie constante de l’impulsion est fixée à 50 ns tandis que la durée de la transition est incrémentée de 3,5 ns à 150 ns. On observe sur la figure 4.9 que le taux d’erreur diminue rapidement quand la durée de la transition augmente de 3,5 ns à 70 ns. Pour les transitions plus longues, le taux d’erreur est essentiellement constant.

Le taux d’erreur optimal est atteint quand la cellule subit un refroidissement quasistatique

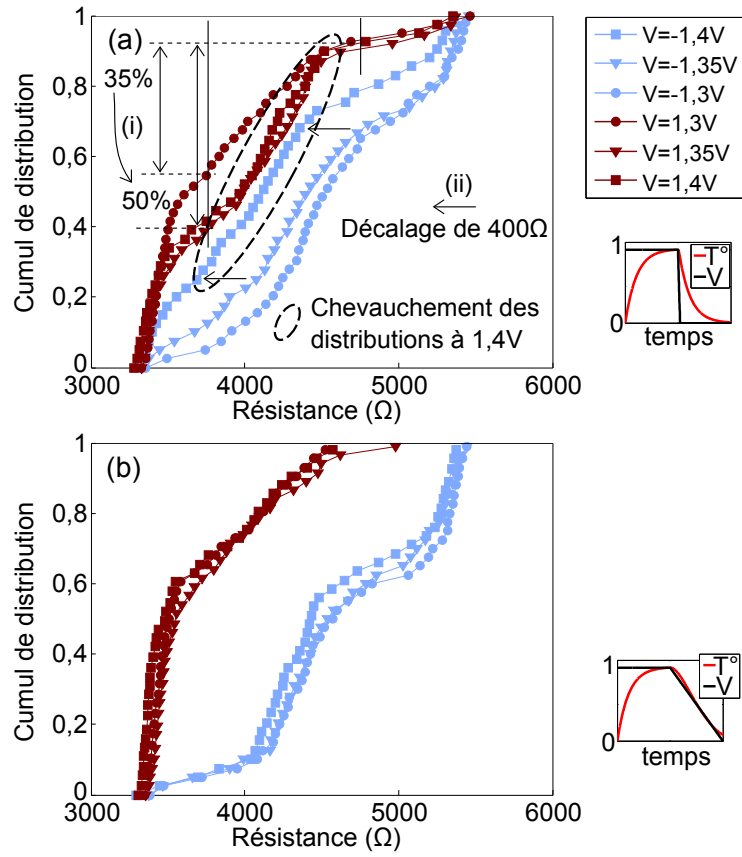


FIGURE 4.8 – Distributions cumulées de résistance pour une impulsion avec front descendant raide (3,5 ns) ou diminution graduelle de la tension (70 ns). Le champ magnétique est de 50 Oe.

pour lequel le couple de transfert de spin est maximal à chaque pas de température. Une fois que ce régime est atteint, il n'y a plus de bénéfice à augmenter d'avantage la durée du refroidissement. Le probabilité d'écriture est alors indépendante de la tension utilisée pendant l'impulsion (pourvu que la température atteinte soit supérieure à la T_B), comme on l'a vu quand les figures 4.6 et 4.7 (b) où les courbes sont superposées.

Ce résultat montre qu'on peut réduire le taux d'erreur d'un ordre de grandeur en utilisant un front descendant d'impulsion de 70 ns, pour maximiser le STT stabilisant l'état final pendant le refroidissement.

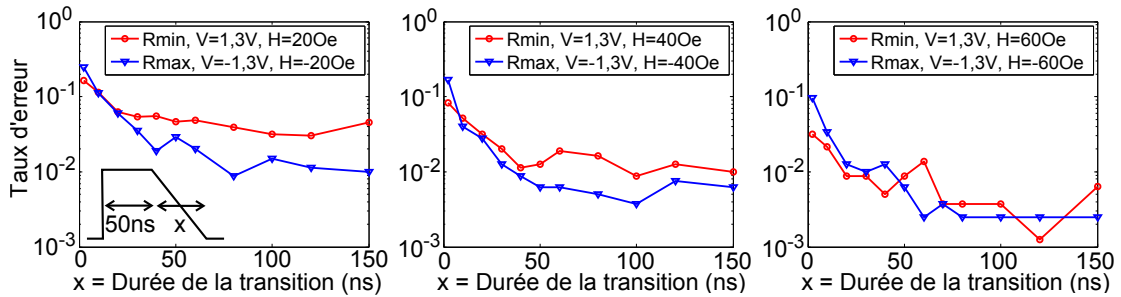


FIGURE 4.9 – Dépendance du taux d'erreur avec la durée de transition de fin d'impulsion en utilisant la polarité favorable, pour différents champs magnétiques appliqués

Rôle prépondérant de la vitesse de refroidissement

On a pu améliorer la probabilité d'écriture en rallongeant l'impulsion avec une diminution progressive de la tension. On a pu mettre en évidence qu'il s'agissait d'un maintien de l'assistance STT pendant le refroidissement en comparant les écritures pour les deux polarités et les

deux sens d'écriture. On peut se demander s'il ne s'agit pas simplement d'un effet de l'écriture assistée thermiquement. Pour une telle écriture, rallonger la durée améliore le taux de retournement. Pour prouver l'importance de la vitesse de refroidissement, on mesure le taux d'erreur avec des impulsions de 50 ns rallongées soit en gardant la tension constante, soit en diminuant progressivement la tension. Pour le cas où la tension reste constante, le refroidissement est rapide ce qui permet de tester seulement l'influence de la durée de l'impulsion.

Sur la figure 4.10, le taux d'erreur diminue bien plus vite en rallongeant l'impulsion avec une diminution progressive de la tension qu'en la rallongeant avec une tension constante. Quand la tension reste constante, en rallongeant l'impulsion de 50 ns à 200 ns le taux d'erreur peut diminuer de 10 % à 5 %, alors qu'il passe de 10 % à 0,3 % avec un refroidissement progressif. Ainsi, on a bien une stabilisation pendant le refroidissement de l'état écrit grâce au STT.

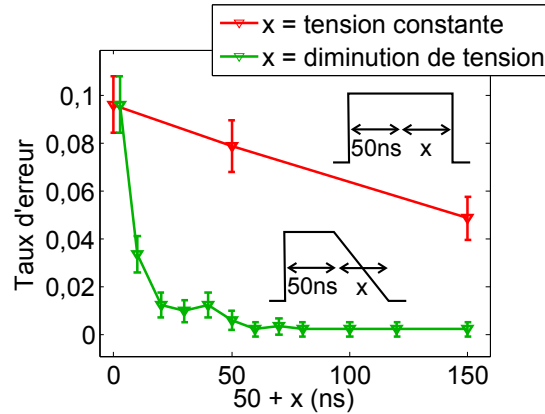


FIGURE 4.10 – Taux d'erreur en étendant la durée de l'impulsion soit avec une tension constante et une transition rapide, soit avec une diminution progressive de la tension. Les taux d'erreurs sont moyennés entre l'écriture de R_{min} et de R_{max} , avec un champ magnétique de 60 Oe. La polarité utilisée est favorable du point de vue du STT.

Étude en temps réel de retournements pendant le refroidissement

On a pu mettre en évidence qu'il pouvait y avoir une perte d'information pendant le refroidissement en corrigeant cette perte grâce à un refroidissement plus lent. Il s'agit d'une preuve indirecte. La preuve directe consisterait en l'observation en temps réel d'un retournement pendant le refroidissement. Il se trouve que sur ces échantillons, il est impossible de voir la perte d'information car on ne peut pas connaître l'état de la couche en contact avec l'AF. Normalement, on peut connaître cet état grâce à la couche couplée par RKKY qui est en contact avec la barrière tunnel, mais dans nos échantillons un effet s'ajoute, nous rendant aveugle à la couche en contact avec l'AF : la dépendance en température du couplage RKKY, qui est étudiée dans la partie suivante.

4.2 Dépendance en température du couplage RKKY

La seconde partie de ce chapitre va traiter du comportement en température du couplage RKKY. C'est une propriété qui va aider à comprendre le comportement en tension de l'effet STT dans nos empilements, et qui pourrait avoir un rôle dans l'explication de l'effet de la vitesse de refroidissement sur l'efficacité du STT pour l'empilement CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / NiFe 3,5 / FeMn 12.

4.2.1 Mesures VSM

La dépendance en température du couplage RKKY est bien connue [53, 116]. Nous l'avons mesurée pour nos échantillons, plus spécifiquement pour nos deux empilements dont les mesures

sont présentées dans les chapitre 3 et 4, notés SyF A et SyF B sur la figure 4.11. La figure présente les mesures de moment magnétique VSM réalisées en température par Clarisse Ducruet (Crocus Technology). Les cycles de champ sont réalisés en saturant l'aimantation avec un champ fort de 10000 Oe, puis en balayant le champ à 1 Oe/s.

Cycles M(H)

Sur les figures 4.11 (a) et (b), à température ambiante (300 K), les cycles montrent bien qu'il y a un couplage RKKY et un couplage F/AF qui dissymétrise le cycle. En augmentant la température, on voit le couplage F/AF disparaître et les cycles sont symétriques à 460 K. Pour ces cycles symétriques, le couplage RKKY est clairement visible avec l'empilement SyF A sur le graphe (a), mais pour l'empilement SyF B les cycles dépiégés n'ont pas la forme caractéristique due au couplage RKKY. Pour le SyF A, on observe sur les cycles à plus haute température, en insert de la figure (a), que le couplage RKKY diminue. On voit ainsi concrètement la diminution du couplage RKKY avec la température. On peut déduire les deux termes de couplage à partir des champs de retournement grâce aux formules 3.3. Ils sont présentés sur les figures 4.12 (c) et (d) et comparés à un empilement plus classique CoFeB 4 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 9.

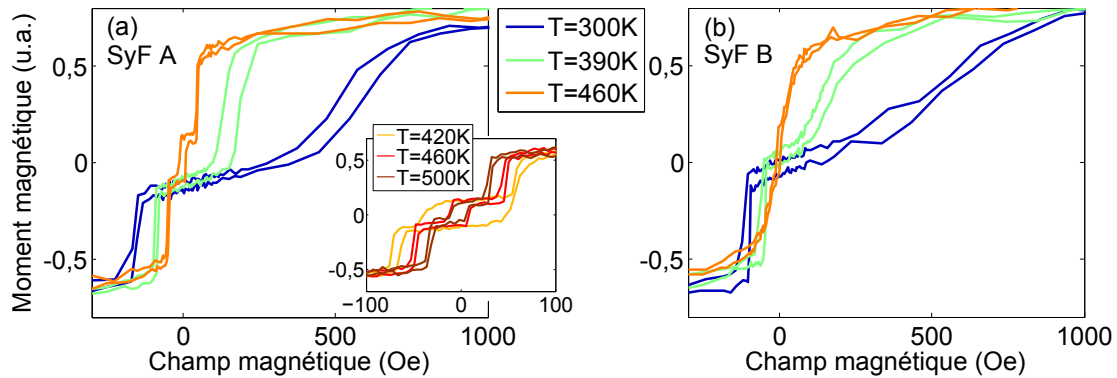


FIGURE 4.11 – Mesures VSM en température. (a) SyF A : CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5 / FeMn 12. (b) SyF B : CoFeB 1,4 / Ru 0,9 / NiFe 3,5 / FeMn 12.

Couplage $J_{F/AF}$

On obtient une parfaite reproductibilité du terme d'échange F/AF entre les trois empilements sur la figure 4.12 (a). Ainsi, sur nos deux empilements l'amincissement du CoFeB n'a pas dégradé ce couplage. La température de blocage vaut $T_B=140$ °C, pour des cycles réalisés en environ 1 Oe/s.

Couplage J_{RKKY}

Sur la figure 4.12 (b), si on compare nos deux empilements à l'empilement de référence, il y a principalement deux différences. La première est que le couplage RKKY disparaît vers 200 °C un peu au-dessus de la température de blocage, tandis que pour l'empilement de référence l'extrapolation linéaire indique que le couplage RKKY disparaît vers 350 °C. D'autre part, le couplage à 300 K est un ordre de grandeur plus grand sur l'empilement de référence avec 0,18 erg/cm² contre environ 0,02 erg/cm² sur les empilements STT. Ainsi, dans la gamme de température d'écriture 140 °C - 250 °C, le couplage RKKY sur nos échantillons devient très faible.

Si on compare les SyF A et SyF B, on constate essentiellement deux différences. Le couplage RKKY à 300 K est plus grand pour le SyF A (0,025 erg/cm²) que pour le SyF B (0,018 erg/cm²). Cela s'explique par l'augmentation du couplage en remplaçant le NiFe par du CoFe à une interface du ruthénium [109]. La seconde différence est plus ambiguë. La dépendance en

température semble linéaire, et si on l'extrapole, le couplage s'annule pour les deux empilements à la même température. Mais le SyF A ne semble pas suivre l'extrapolation linéaire car est encore présent aux plus hautes températures de mesure. Il faut noter ici que le comportement en température théorique de ce couplage en température est asymptotique d'après l'expression 1.22. Si on revient à l'empilement SyF B, la courbe $M(H)$ à haute température sur la figure 4.11 (b) ne présente pas les retournements caractéristiques du SyF mais plutôt un comportement de type axe difficile ou bien en domaines, et il est probable qu'il y ait un couplage résiduel à travers le ruthénium.

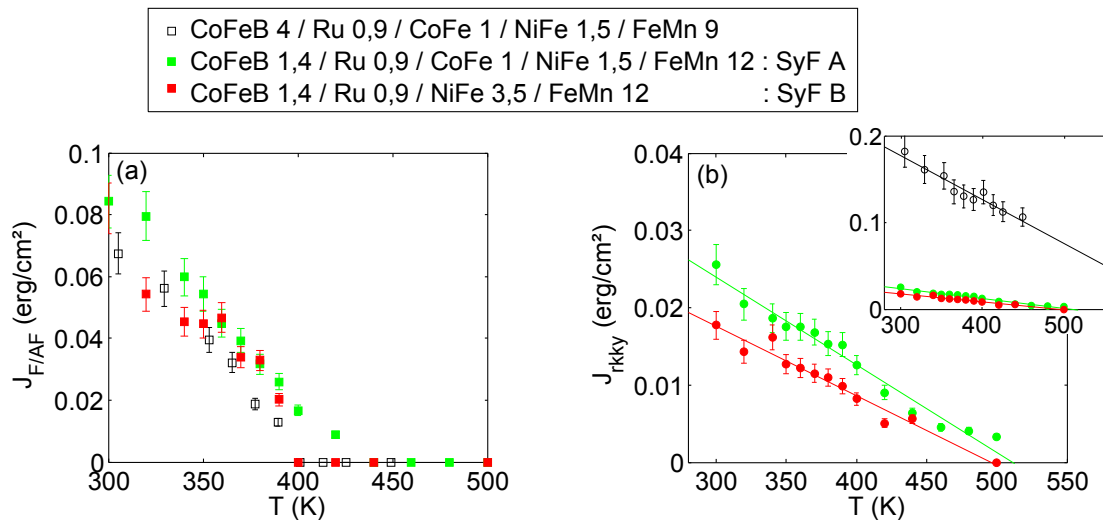


FIGURE 4.12 – Couplages déduits des mesures VSM de la figure 4.11. (c) Couplage d'échange ferromagnétique / antiferromagnétique et (d) couplage RKKY déduits des champs de retournement grâce aux formules 3.3

4.2.2 Couplage RKKY sur piliers

Il faut mettre en évidence cette dépendance du couplage RKKY dans les JTM gravées en piliers. Pour cela, il faut mesurer les champs de spin-flop grâce aux cycles $R(H)$ en chauffant les JTM. Il est facile de mesurer le champ de spin-flop sur ces empilements où la couche proche de l'AF car ils apparaissent avec une transition complète de la résistance comme montrée sur la figure 3.5. On a deux méthodes pour chauffer les JTM : soit avec un support de wafer chauffant, soit avec l'effet Joule. L'influence de l'effet Joule sur les lignes de retournement n'est visible sur un diagramme à impulsions que dans les zones bistables. Pour le couplage RKKY il faut mesurer les champs de spin-flop, et donc réaliser un diagramme DC.¹

Le comportement en température de l'empilement SyF A est assez complexe puisqu'à la fois le couplage RKKY et le couplage F/AF diminuent. En mesurant les diagrammes, on s'est aperçu qu'ils étaient trop complexes à traiter pour voir la dépendance en température du couplage RKKY. Notamment, en mesure DC, le retournement vers l'état P avec la polarité négative est souvent impossible. L'état AP est globalement favorisé lorsqu'on augmente la tension, comme observé précédemment avec les mesures statistiques avec impulsions. Mais, dans les mesures DC, cela devient gênant avec la réduction du couplage RKKY avec la température.

La solution pour poursuivre l'étude du couplage RKKY a été de préparer des échantillons avec le même empilement SyF A, mais sans la couche antiferromagnétique : CoFeB 1,2 / Ta 0,2 / CoFeB 0,2 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5.

1. En réalité, on verra dans le paragraphe 4.2.3 qu'en mesurant l'état en temps réel on peut observer les effets de température avec des impulsions.

Mesure DC

Le diagramme DC est montré sur la figure 4.13 (a). Les lignes délimitant la zone bistable AP/P font apparaître l'influence du STT qualitativement comme pour la couche libre simple : la polarité positive favorise l'état P et la polarité négative réduit le champ d'écriture vers l'état AP conformément au STT planaire, et la polarité négative réduit le champ d'écriture vers l'état P possiblement à cause du STT perpendiculaire. L'augmentation de température par effet Joule réduit la coercitivité.

Les lignes qui délimitent le retournement entre l'état P et l'état AP ou inversement en champ fort correspondent au spin-flop du SyF. Là aussi l'effet Joule augmente la température et le couplage RKKY diminue, réduisant les champs de spin-flop. On observe de légères différences dans les variations des champs de spin-flop avec la tension. Par exemple à $V = +0,8$ V le retournement de P vers AP est à -170 Oe tandis que le retournement de AP vers P est à $+120$ Oe. En champ négatif la différence est plus faible. On retrouve sur les champs de spin-flop l'influence de la tension pour favoriser un état ou l'autre qu'on observait dans la zone bistable.

Pour s'affranchir des effets de tensions, on relève les champs de retournement pour les quatre possibilités (P/AP, tension positive/négative) pour calculer un champ de spin-flop moyen à chaque pas de tension, reporté sur la figure 4.13 (b). On a ainsi mesuré la réduction de RKKY due à l'effet Joule. On remarque ici qu'on peut déterminer la relation tension-température en utilisant le champ de spin-flop. Pour cela il faut faire une mesure en chauffant de façon contrôlée la jonction et faire correspondre les champs de spin-flop.

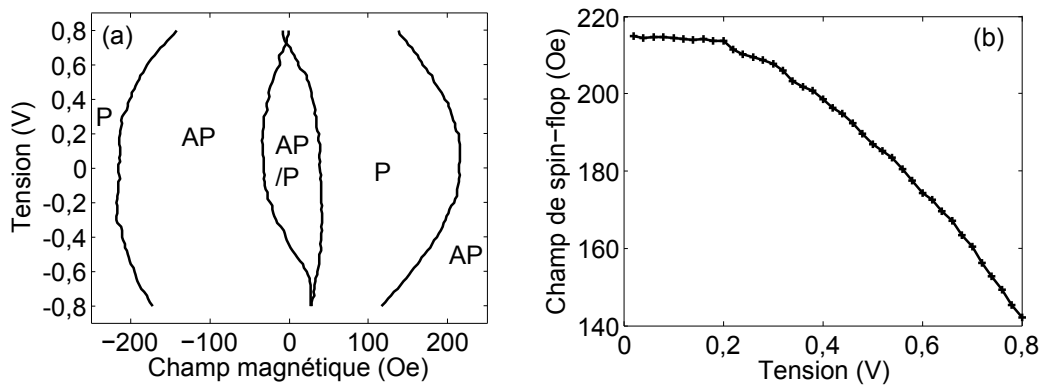


FIGURE 4.13 – (a) Diagramme DC obtenu pour une couche libre SyF. (b) Moyenne des champs de spin-flop (positifs, négatifs, vers l'état P, vers l'état AP).

Mesure avec élément chauffant

Le champ de spin-flop est mesuré à différentes températures de la façon suivante. La température est contrôlée grâce à un support à wafer chauffant et un système automatique à PID. La température est stabilisée pendant 2 minutes entre chaque mesure. Le cycle $R(H)$ est mesuré à 10 Hz (contrairement au 5 Hz utilisés pour la mesure DC). Le champ de spin-flop moyenné entre l'état P et l'état AP est montré sur la figure 4.14 (a).

Pour exploiter les données², le champ de spin-flop à température ambiante est normalisé à 1. Comme pour les échantillons pleine tranche, le champ de spin-flop diminue essentiellement linéairement avec la température dans cette gamme de température. On déduit de cette mesure une relation linéaire entre champ de spin-flop et température. Alors, grâce au champ de spin-flop mesuré en DC, on connaît la relation entre tension et température. Le résultat est indiqué sur

2. Si on compare le champ de spin-flop à température ambiante dans les deux mesures, il est de 350 Oe pour la mesure avec élément chauffant et 210 Oe pour la mesure DC. La mesure avec élément chauffant est réalisée sur un autre testeur. Il y a une différence de calibration du fait que le positionnement de la sonde de Hall pour la calibration est délicat car l'échantillon ne peut pas être placé au maximum du champ magnétique. Il aurait fallu faire une mesure comparative entre les deux systèmes pour uniformiser le champ magnétique.

la figure 4.14 (b). La relation est clairement quadratique entre la tension et la température³ conformément au modèle $\Delta T \propto V^2/R$. Par exemple, à 0,8 V la température est de 175 °C, et la température de blocage $T_B = 140$ °C est atteinte à 0,7 V.

Pour ce qui est d'extrapoler cette mesure à 1,3 V, la tension d'écriture avec des impulsions, c'est plus délicat car des écarts au modèle peuvent apparaître :

- A température plus élevée les fuites thermiques peuvent changer.
- L'équilibre thermique en 50 ns n'est pas le même qu'en DC (temps d'intégration de 200 μ s) [115].

On a ainsi une nouvelle méthode de détermination de la température dans une JTM, en utilisant le champ de spin-flop comme thermomètre. On a aussi une meilleure connaissance de la dépendance en température et en tension du champ de spin-flop de notre SyF, et on va maintenant montrer son influence directement sur l'écriture.

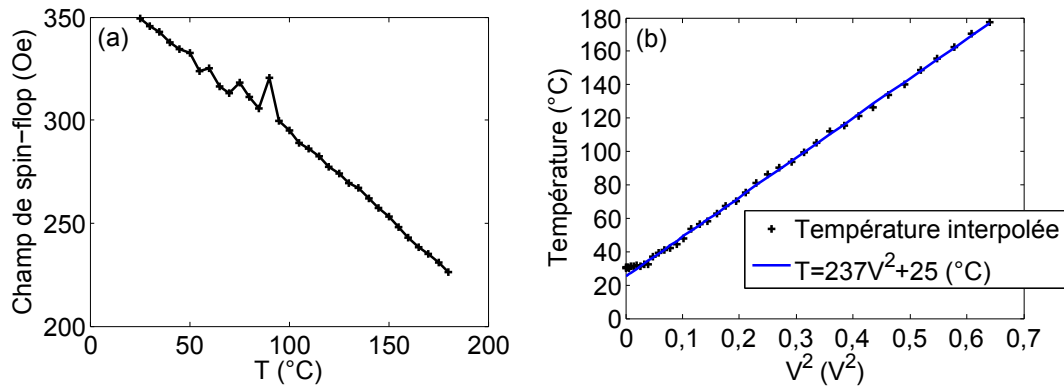


FIGURE 4.14 – (a) Champ de spin-flop mesuré en chauffant par élément chauffant avec thermomètre. (b) Ajustement linéaire entre la température et le carré de la tension DC.

4.2.3 Mesures temps réel

Pour voir l'influence de la dépendance en température du couplage RKKY chargé de transférer le STT à la couche piégée, on a réalisé des mesures en temps réel. L'idée initiale était de voir le retournement en temps réel pendant la phase de refroidissement en l'absence de STT. Mais on s'est aperçu que le couplage RKKY diminuait avec la température nous empêchant de voir le comportement de la couche piégée.

Pour faire une mesure en temps réel, on utilise des impulsions de tension et un oscilloscope. Comme la tension est à la fois appliquée et mesurée, on regarde la désadaptation d'impédance entre la jonction et le circuit 50 Ω . On peut faire la mesure en réflexion ou en transmission.

Montage temps réel en transmission

Le montage pour la mesure en transmission (Figure 4.15) comporte un générateur d'impulsions HP8110A dont on utilise deux sorties ajoutées entre elles grâce à un diviseur de puissance, afin de pouvoir générer deux niveaux de tension distincts. Cela permet d'avoir un niveau de lecture (0,5 V) tout en variant indépendamment la tension d'écriture (0,9 V - 1,4 V). La tension transmise à travers la jonction est mesurée avec un oscilloscope digital Yokogawa DLM2000 après une amplification 5x grâce à un amplificateur SRS SR445A de bande passante 350 MHz. La ligne de masse passe dans le métal autour du dispositif de test. On trouve dans la littérature un autre type de montage où l'impulsion est dédoublée, et on mesure la différence entre l'impulsion qui est passée par la jonction et l'impulsion qui n'a pas été déformée [117–119].

Dans ce montage en transmission 50 Ω , la jonction crée une désadaptation d'impédance. La

3. Comme expliqué précédemment, il n'y a pas de différence avec le modèle $T = \sqrt{T_0^2 + \beta V^2}$ car la variation de conductivité thermique avec la température est négligeable dans cette gamme.

tension vue à l'oscilloscope va dépendre du niveau de résistance de la jonction comme :

$$V_{\text{oscilloscope}} = \frac{50\Omega}{R + 100\Omega} 2V_{\text{consigne}} \quad (4.3)$$

Ainsi, le niveau de signal qu'on peut attendre est :

$$\frac{V_{\text{max}} - V_{\text{min}}}{V_{\text{min}}} = \frac{R_{\text{max}} - R_{\text{min}}}{100\Omega + R_{\text{min}}} \quad (4.4)$$

Comme la résistance de nos jonctions est de l'ordre de $1\text{k}\Omega$, le niveau de signal en transmission devrait être similaire au signal en résistance. La difficulté vient de la dépendance en tension de la TMR. En effet, pendant l'impulsion le niveau de tension est celui qu'on teste (par exemple $0,5\text{ V}$ pour la lecture) donc la différence entre les états P et AP est plus ténue que lorsqu'on lit la résistance avec 30 mV .

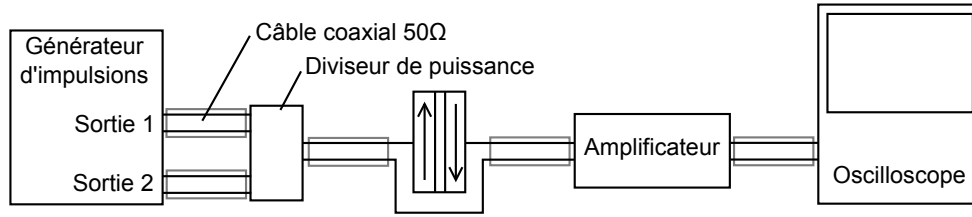


FIGURE 4.15 – Schéma du montage en transmission pour la mesure en temps réel.

Perte pendant le refroidissement de l'état écrit pendant l'impulsion de tension

Comme le niveau de tension à l'oscilloscope change quand on change la tension de consigne, pour savoir dans quel état est la jonction, il faut normaliser le niveau de tension par les traces extrêmes acquises en appliquant un champ magnétique de $\pm 800\text{ Oe}$ correspondant aux états P et AP. Le niveau de tension élevé correspond à l'état P et le niveau de tension basse correspond à l'état AP. Les traces de tension extrêmes sont montrées en noir sur la figure 4.16. Trois exemples de séquence d'impulsions écriture - lecture sont montrés en vert. Les impulsions d'écriture durent 500 ns .

L'exemple 1 montre l'application d'une impulsion d'initialisation avec un champ magnétique de 300 Oe dont la direction est choisie pour avoir l'état AP, suivi par une impulsion de lecture confirmant que l'état de tension basse a été écrit. On note que le niveau de tension basse obtenu pendant l'écriture sous 300 Oe ne correspond pas au niveau de tension basse avec 800 Oe ce qui indique qu'il n'est pas suffisant pour saturer l'aimantation dans la direction voulue.

L'exemple 2 montre l'écriture de l'état de tension élevée (état P) grâce à une impulsion d'écriture de $1,05\text{ V}$ appliquée avec 100 Oe . La transition vers l'état de tension haute est visible dans les premières 30 ns de l'impulsion d'écriture. L'impulsion de lecture qui suit confirme que l'état écrit est l'état de tension haute.

Dans l'exemple 3, la tension d'écriture est de $1,2\text{ V}$. Dans ce cas, l'état pendant l'écriture apparaît plus près de l'état de tension basse tandis que l'état final lu est toujours l'état de tension haute (résistance basse).

Nous interprétons ce résultat de la façon suivante : dans cette couche de stockage, la couche en contact avec le MgO (en bas du SyF, notée b-SyF) a un moment magnétique plus faible que la couche en contact avec l'AF (en haut du SyF, notée h-SyF). Dans l'exemple 2, pendant l'écriture, le moment magnétique de h-SyF domine celui de b-SyF donc s'aligne avec le champ magnétique tandis que l'aimantation de b-SyF pointe dans le sens opposé. A $1,05\text{ V}$, l'augmentation de température est suffisamment modérée pour que le couplage RKKY maintienne l'état antiferromagnétique jusqu'à la température maximale atteinte. Pendant le refroidissement, l'aimantation de b-SyF reste dans la même direction de sorte que les états observés pendant l'écriture et la lecture sont les mêmes. Au contraire, dans l'exemple 3, la couche SyF est chauffée à une température plus élevée à cause de la tension qui est montée à $1,2\text{ V}$. Il en résulte que le couplage

RKKY devient si faible au maximum de température atteint, que l'aimantation de b-SyF subit une réorientation vers la direction du champ magnétique. Cela explique pourquoi le niveau de tension bas est observé pendant l'écriture dans l'exemple 3 (spin-flop). Cependant, pendant le refroidissement le couplage RKKY antiferromagnétique est restauré de sorte que l'aimantation de b-SyF revient dans la direction opposée au champ d'écriture. Par conséquent, les niveaux de tension observés pendant l'écriture et la lecture sont opposés.

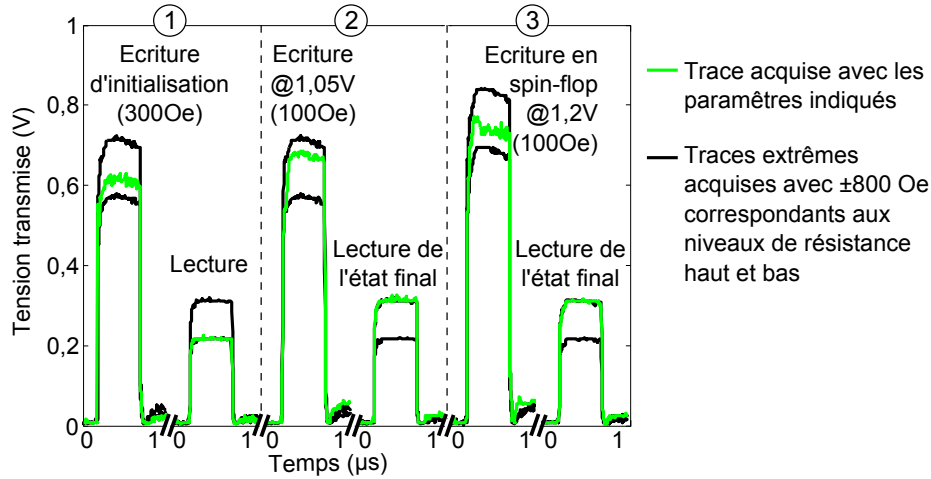


FIGURE 4.16 – Exemple de mesure temps réel : écriture d'un certain état pendant l'impulsion de chauffage, puis conservation ou perte de cet état après refroidissement

Influence de la stabilité intrinsèque de la couche ferromagnétique

On note que malgré la différence de comportement dynamique pendant l'écriture, l'état final écrit est le même à 1,05 V et à 1,2 V. Mais on peut se demander à quel point cela est vrai. Notamment, si le couplage RKKY est dégradé, la transmission de l'effet STT vers l'AF peut-être dégradée. On a vu cette dégradation de l'effet STT avec la tension pour le SyF B. Lorsqu'on reproduit la mesure pour le SyF A (Figure 4.17), il n'y a pas de réduction de l'influence du STT avec la tension, et notamment il n'y a pas de changement lorsqu'on change la vitesse de refroidissement. Sur la figure 4.17, les probabilités d'écriture sont les mêmes qu'on utilise une impulsion avec une transition raide (3,5 ns) (a), ou avec une transition graduelle (70ns) (b). Ainsi, cette dégradation de l'effet STT à haute tension est visible pour le SyF B uniquement, alors que le couplage RKKY diminue de façon similaire pour les deux SyF. Ainsi, l'influence de la dépendance en température du couplage RKKY sur l'efficacité du STT est plus subtile que cela. Si on considère le SyF A, on voit que le couplage RKKY diminue avec la tension tandis que l'efficacité du STT est maintenue. Comme il n'y a pas d'influence de la méthode de transition de tension en fin d'impulsion, c'est que la stabilité de la couche magnétique est suffisante. Ainsi on peut attribuer la différence de comportement pendant le refroidissement entre les SyF A et SyF B à leur différence de stabilité. Or la seule différence entre ces empilements est la partie haute du SyF, qui pour le SyF B est la couche de NiFe 3,5 nm et pour le SyF A la couche composite CoFe 1 / NiFe 1,5. Le remplacement d'une partie du NiFe par du CoFe augmente la stabilité à cause de deux paramètres de ces matériaux : l'anisotropie magnétocristalline et l'aimantation sont plus grandes pour CoFe que pour NiFe. Le champ coercitif du CoFe est de 50 Oe tandis qu'il est de 5 Oe pour NiFe. L'aimantation à température ambiante ou température d'écriture est plus grande sur CoFe que NiFe à cause d'une aimantation à saturation plus grande et une température de Curie plus haute. Si on utilise la loi de Bloch pour estimer l'aimantation à température ambiante :

$$M_s = M_s(0K)(1 - (T/T_c)^{3/2}) \quad (4.5)$$

On trouve comme énergie démagnétisante $\mu_0 M_s^2 = 0,28 \text{ MJ/m}^3$ pour CoFe 1 nm / NiFe 1,5 nm et $\mu_0 M_s^2 = 0,13 \text{ MJ/m}^3$ pour NiFe 3,5 nm.

	$M_s(0K)$	T_c	$M_s(500K)$	$\mu_0 M_s^2/2$
CoFe	1,4 MA/m	1200 K	1,0 MA/m	
NiFe	0,8 MA/m	850 K	0,45 MA/m	
NiFe 3,5			0,45 MA/m	0,13 MJ/m ³
CoFe 1 / NiFe 1,5			0,67 MA/m	0,28 MJ/m ³

TABLE 4.1 – Paramètres du calcul de l'énergie démagnétisante de la couche du SyF en contact avec l'AF

Ainsi, nos empilements peuvent présenter un retournement avec spin-flop lorsque la température d'écriture est assez élevée. Cela réduit la stabilité de la couche de stockage à celle de la couche en contact avec l'AF. Alors, la stabilité peut devenir insuffisante pour conserver l'état écrit grâce au STT pendant la phase de refroidissement ce qui est le cas pour notre empilement SyF B. Cela peut se corriger grâce à une diminution progressive de la tension durant le refroidissement en fin d'écriture.

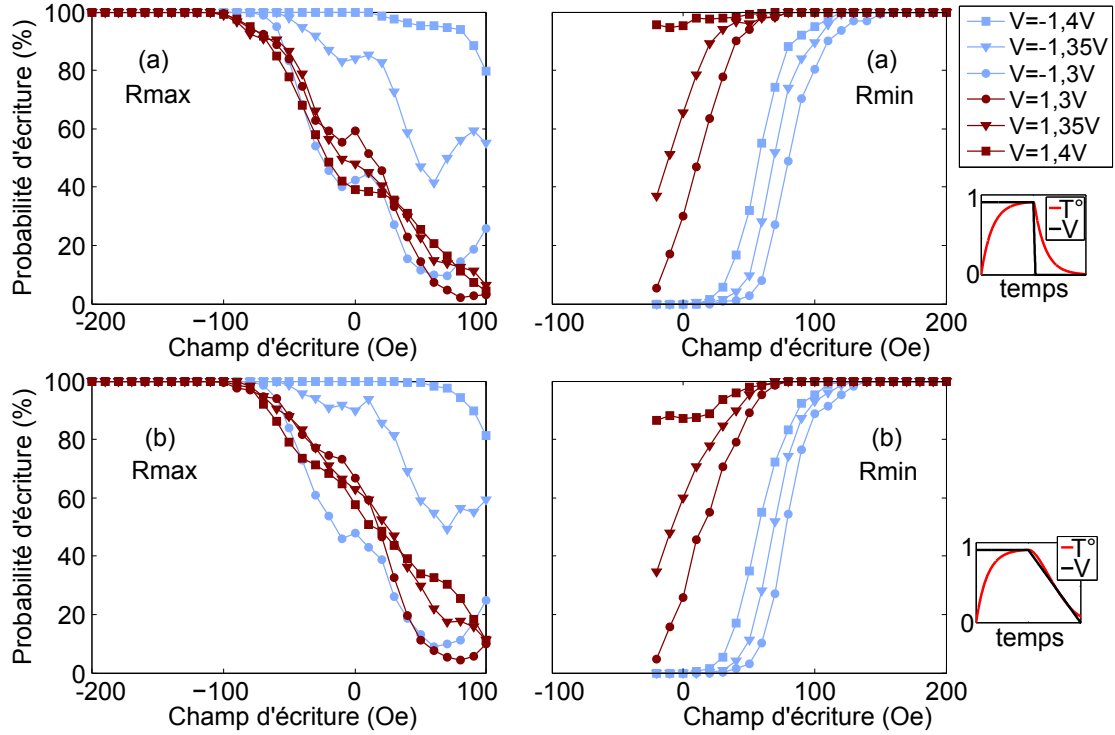


FIGURE 4.17 – Probabilité d'écriture du SyF A en fonction du champ magnétique pour une impulsion avec front descendant raide (3,5 ns) (a) ou diminution graduelle de la tension (70 ns) (b).

Dépendance du couplage RKKY avec la tension pendant les impulsions

On peut mesurer un cycle magnétique en tension grâce au montage en transmission. Ce type de cycle est déjà connu grâce aux mesures DC comme sur la figure 4.13 (a), mais ici on peut les obtenir pendant l'impulsion ce qui peut aider à se faire une image plus juste de l'écriture. Pour réaliser cette mesure, le champ magnétique est balayé à quelques hertz. A chaque pas de champ, une impulsion est acquise à l'oscilloscope, et normalement on obtient les deux niveaux de tension pendant le cycle, ce qui permet de les utiliser pour normaliser le cycle, comme sur la figure 4.18, ou la mesure est faite sur le SyF A.

On observe aux tensions plus faibles ($V = \pm 600$ mV) le cycle attendu pour ce SyF piégé,

avec le retournement de la couche proche de la barrière décalé par le couplage RKKY. Lorsque la tension augmente ($V = \pm 900$ mV), le champ de couplage avec la couche AF disparaît, et on observe le cycle attendu pour un SyF libre : le cycle central correspond au retournement cohérent du SyF, et les retournements aux champs plus forts correspondent au spin-flop. En augmentant encore la tension ($V = \pm 1200$ mV), le champ de spin-flop diminue comme sur la figure 4.13 (a) à cause de la diminution du couplage RKKY avec la température, et on voit apparaître une différence entre les polarités : la polarité négative favorise le niveau de tension basse, c'est à dire l'état AP. Pour la polarité positive, il ne semble pas y avoir d'état favorisé, ce qui peut s'interpréter de deux façons : soit que l'état P est favorisé en comparaison à la polarité négative, soit que l'état AP est favorisé pour les deux polarités comme observé et discuté précédemment. Ainsi, on a bien une influence de la polarité due au STT.

Ainsi dans cette mesure on retrouve les caractéristiques observées jusque-là dans des mesures de résistance de 200 μ s, à savoir le couplage d'échange F/AF, la dépendance en température du couplage RKKY et l'influence du STT déséquilibrée en faveur de l'état AP, tout cela pendant les impulsions de 100 ns. Cela apporte du crédit aux observations tirées des mesures précédentes effectuées en DC pour expliquer les comportement en écriture avec impulsions.

Ici, on peut voir les effets de température en fonction de la tension en moyennant les traces entre 5 ns et 55 ns. On peut se demander si on pourrait observer les effets de température en fonction du temps, pendant la phase de chauffage.

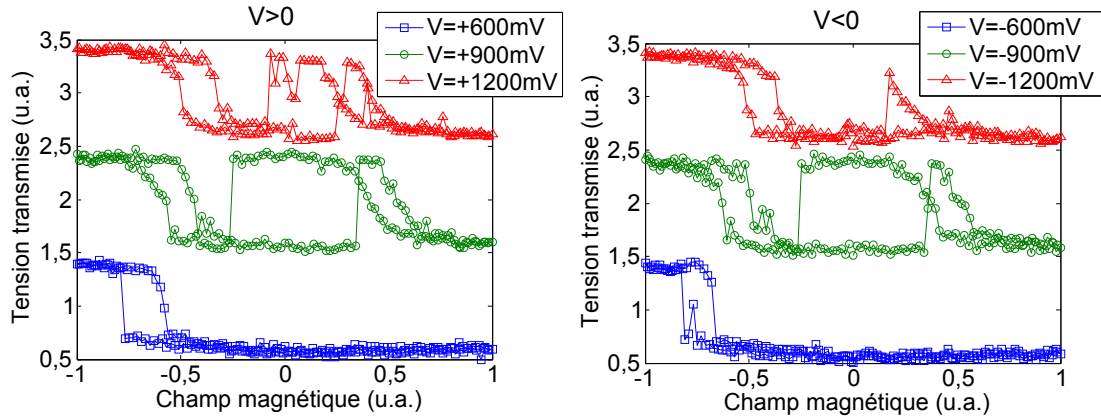


FIGURE 4.18 – Cycle $V(H)$ réalisés avec des impulsions : tension moyennée sur une plage entre 5 ns et 55 ns, et normalisée. La hauteur relative des différents niveaux de tensions est arbitraire.

4.2.4 Investigation de la température en temps réel

Si on parvenait à mesurer la réduction du couplage RKKY pendant la phase de chauffage, on aurait une observation indirecte mais en temps réel de la température.

Dispositif expérimental

La phase initiale de chauffage est une augmentation de la température approximativement exponentielle dont le temps caractéristique est court d'après la littérature, pouvant aller de 2,5 ns à 20 ns [115, 120–122]. Si le temps caractéristique est de l'ordre de 2,5 ns, il faut un couple générateur d'impulsions - oscilloscope suffisamment rapide. Pour cela, on enlève l'amplificateur dont la bande passante est trop faible et on utilise un générateur d'impulsions Agilent 81134A et un oscilloscope Agilent Infiniium DSO 80804A de bande passante 8 GHz. La forme de l'impulsion obtenue est indiquée sur la figure 4.19.

Méthode

Le principe est de partir toujours du même état, et d'appliquer un certain champ magnétique de sorte que le SyF reste dans une configuration antiferromagnétique à température ambiante

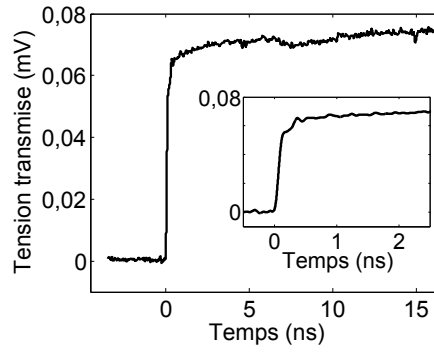


FIGURE 4.19 – Impulsion utilisée pour mesurer la variation du couplage RKKY en temps réel.

mais bascule dans une configuration ferromagnétique pendant l'impulsion à cause de la réduction de couplage RKKY. On utilise le SyF A. Il dispose d'une couche antiferromagnétique qui bloque le SyF. Ainsi, si on chauffe modérément, le couplage RKKY va diminuer mais le couplage F/AF sera maintenu de façon à garder la jonction toujours dans le même état à température ambiante.

Le champ magnétique est balayé à 0,2 Hz et une impulsion de 50 ns est envoyée au champ magnétique désiré une fois par cycle. Le tout est répété 50 fois pour chaque valeur de champ et de tension testée.

Transitions pendant l'impulsion

Le résultat pour une impulsion de 550 mV est montré sur la figure 4.20. On a utilisé des champs suffisamment forts pour saturer la jonction dans un état de tension basse (ici, 440 Oe et 460 Oe, champs à partir desquels le niveau de tension transmis ne varie plus). On soustrait la moyenne des impulsions de tension basse obtenues à 460 Oe et on normalise la différence de tension. On obtient pour chaque champ des traces individuelles de tension en temps réel comprises entre 0 et 1 à gauche sur la figure 4.20. Les courbes moyennes sont indiquées en noir, et reportées en grand à droite. Pour les champs 440 Oe et 100 Oe, on obtient les niveaux extrêmes de façon reproductible, comme on peut le voir sur les traces individuelles. Pour le champ de 240 Oe, l'état initial est soit l'état haut, soit un niveau intermédiaire. Lorsque c'est l'état haut, il y a généralement une transition qui peut se produire typiquement entre 1 ns et 15 ns. Il s'agit probablement d'un retournement thermiquement activé. Lorsque l'état initial est l'état intermédiaire, il y a une diminution progressive du niveau qui se stabilise en quelques nanosecondes. Pour le champ de 280 Oe, l'état initial est toujours un état intermédiaire qui diminue progressivement.

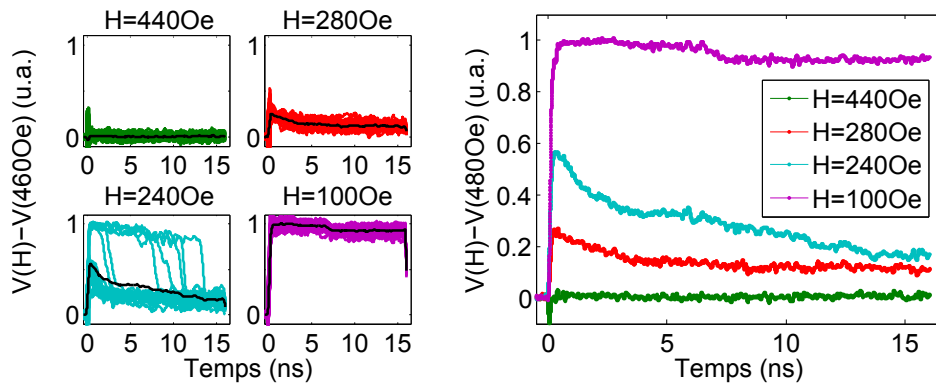


FIGURE 4.20 – Traces normalisées individuelles à gauche et moyennées à droite avec changement d'état à cause de la réduction en température du couplage RKKY. $V=550$ mV.

Exemples de retournements

Les retournements individuels typiques de la figure 4.21 (a) sont situés sur le schéma du cycle magnétique de la figure 4.21 (b). A 240 Oe, la jonction est dans un état bistable qui occasionne à la fois des retournements thermiquement activés (1) et un retournement progressif dû à la dynamique thermique (2). En revanche, en augmentant le champ magnétique jusqu'à 280 Oe on sort de la zone bistable tout en restant dans une zone où l'état n'est pas saturé (3). Au delà, à 440 Oe, l'aimantation est saturée (4).

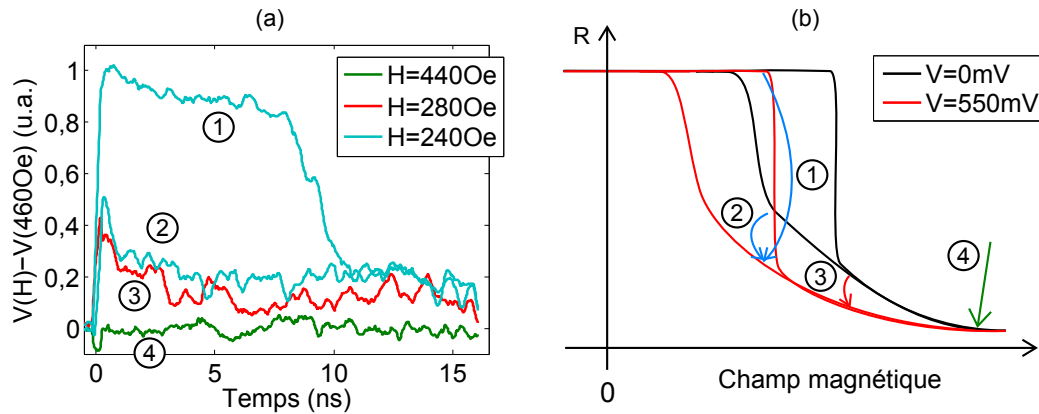


FIGURE 4.21 – (a) exemples de retournements individuels typiques. (b) schéma du cycle magnétique sous-jacent.

Rotation de spin-flop en temps réel pendant l'augmentation de température

Ainsi, on peut interpréter la moyenne des traces individuelles à 280 Oe comme une diminution progressive de l'angle entre les aimantations des couches du SyF au fur et à mesure le couplage RKKY diminue avec la température. Cela se traduit par une rotation de la couche du SyF en contact avec la barrière par rapport à la couche de référence, visible dans la trace de tension transmise normalisée. Dans cette gamme de température, le couplage RKKY est proportionnel à la température (Figure 4.14). Le champ de retournement que l'on considère (une variation du champ de spin-flop pour un SyF piégé, comme vu dans l'équation 3.3) est aussi proportionnel au couplage RKKY en première approximation. Enfin, comme la rotation se fait entre des états intermédiaires, il faudrait aussi prendre en compte la dépendance de la conductance avec l'angle entre les aimantations des couches adjacentes à la barrière MgO. On peut faire une première interprétation de la trace moyenne sur la base des hypothèses : $V \propto G \propto \theta \propto J_{\text{RKKY}} \propto T$.

En normalisant la trace moyenne comme sur la figure 4.22, on peut ajuster un modèle de loi exponentielle. On trouve un temps caractéristique de **2,9 ns**, en très bon accord avec la valeur de 2,7 ns obtenue par une méthode pompe-sonde sur des échantillons de géométrie similaire [120].

4.3 Thermoélectricité pendant le refroidissement due à l'asymétrie de chauffage

Les JTM sont des systèmes riches de par la complexité des empilements. En plus des couples dus au transport (STT) ou au couplage spin-orbite (SOT) agissant sur les aimantations, des recherches ont mis en évidence des couples dus au gradient de température à travers la structure (par exemple couple de spin thermique [123], effet spin-Seebeck [124], ...). Plus simplement, les JTM étant des jonctions tunnel, il peut y avoir des effets de thermoélectricité. Celui qui nous intéresse ici est l'apparition d'une tension aux bornes de la barrière tunnel à cause d'un gradient de température. C'est un effet Seebeck non magnétique.

La source de tension est un gradient de chaleur. Le gradient de chaleur qu'on cherche à exploiter ici est celui dû à l'asymétrie de chauffage. La méthode pour mettre en évidence l'effet

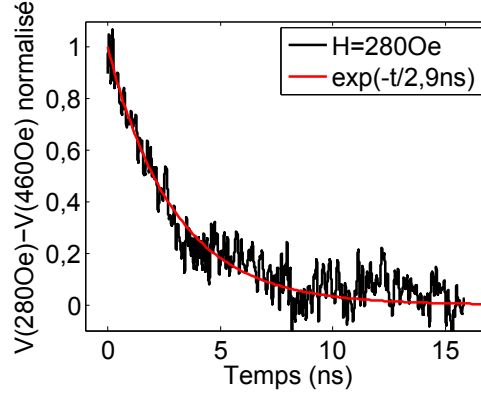


FIGURE 4.22 – Dépendance temporelle de la variation de tension attribuée à la variation du RKKY en temps réel dû au chauffage

est d'exploiter la phase de refroidissement pendant laquelle la tension d'alimentation est nulle de sorte qu'une faible tension Seebeck serait facile à mettre en évidence.

Dans un premier temps on cherche à prédire la variation de température, d'abord à l'aide d'une modélisation simple du système, puis par simulation éléments finis. Enfin on verra les résultats obtenus expérimentalement.

4.3.1 Modélisation de l'asymétrie de chauffage

On modélise le système comme sur la figure 4.23. Les électrodes du haut (*top*) et du bas (*bottom*) ont respectivement une capacité calorifique C_t et C_b , et une température T_t et T_b . La chaleur passe d'une électrode à l'autre selon la conductivité k_0 . Les électrodes sont connectées thermiquement à un bain thermique à la température T_0 , avec la conductivité k_b pour l'électrode du bas et k_t pour l'électrode du haut.

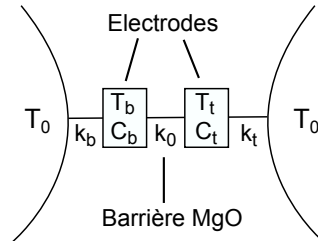


FIGURE 4.23 – Modélisation de la température dans une jonction tunnel afin de décrire le résultat de l'asymétrie de chauffage.

Les équations décrivant l'évolution de la chaleur des électrodes sont :

$$\begin{aligned} C_t \frac{dT_t}{dt} &= P - k_t (T_t - T_0) - k_0 (T_t - T_b) \\ C_b \frac{dT_b}{dt} &= -k_b (T_b - T_0) - k_0 (T_b - T_t) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Où P est la puissance dissipée par effet Joule. Ici, on suppose que la puissance est intégralement dissipée dans l'électrode du haut.

Pour modéliser le comportement thermique pendant le refroidissement, il n'est pas nécessaire de résoudre les équations avec la puissance P . On pourra raisonner à partir d'un état initial où les températures dans les électrodes du haut et du bas sont respectivement T_t^i et T_b^i . L'asymétrie de chauffage fait que si les électrons vont de l'électrode du bas vers l'électrode du haut, $T_t^i > T_b^i$. De plus, on suppose que les électrodes sont similaires : $C_t = C_b = C$.

La solution exacte pendant le refroidissement est :

$$\begin{aligned}
T_t - T_b = & \left[\frac{1}{2}(T_t^i - T_b^i) \left(1 + \frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 + (\frac{k_b - k_t}{2})^2}} \right) \right. \\
& + \frac{1}{2}(T_t^i + T_b^i) \left(\frac{k_t - k_b}{2\sqrt{k_0^2 + (\frac{k_b - k_t}{2})^2}} \right) \left. \right] e^{-\left[(k_0 + \frac{k_b + k_t}{2}) + \sqrt{k_0^2 + (\frac{k_b - k_t}{2})^2} \right] \frac{t}{C}} \\
& + \left[\frac{1}{2}(T_t^i - T_b^i) \left(1 - \frac{k_0}{\sqrt{k_0^2 + (\frac{k_b - k_t}{2})^2}} \right) \right. \\
& + \frac{1}{2}(T_t^i + T_b^i) \left(\frac{k_b - k_t}{2\sqrt{k_0^2 + (\frac{k_b - k_t}{2})^2}} \right) \left. \right] e^{-\left[(k_0 + \frac{k_b + k_t}{2}) - \sqrt{k_0^2 + (\frac{k_b - k_t}{2})^2} \right] \frac{t}{C}}
\end{aligned} \tag{4.7}$$

Une solution approchée intéressante apparaît si la conductivité thermique de la barrière est grande devant la conductivité vers le bain thermique : $k_0 \gg k_b$ et $k_0 \gg k_t$. C'est une hypothèse raisonnable étant donné que les écarts de températures sont proportionnels à la conductivité $\Delta T \propto 1/k$, or la température de la JTM augmente de quelques 150 K tandis que l'asymétrie de chauffage crée un écart de température de 10 K. Quantitativement, la conductivité thermique de l'oxyde de magnésium massif est de 20-50 W/m/K [125]. En considérant une jonction de 100 nm de diamètre dont la barrière MgO a une épaisseur de 1,5 nm, on trouve une conductivité de la barrière tunnel de 2.10^{-4} W/K contre 1.10^{-5} W/K pour des électrodes de 50 nm d'épaisseur, ce qui autorise à se faire une idée avec les approximations $k_0 \gg k_b$ et $k_0 \gg k_t$.

La solution approchée est :

$$T_t - T_b \approx (T_t^i - T_b^i)e^{-\frac{2k_0}{C}t} + \frac{(T_t^i + T_b^i)(k_b - k_t)}{4k_0}e^{-\frac{(k_b + k_t)}{2C}t} \tag{4.8}$$

Cette expression fait apparaître deux termes, chacun avec une dépendance temporelle. Le premier terme est du signe de $(T_t^i - T_b^i)$ et de temps caractéristique $\frac{C}{2k_0}$. Le second terme est du signe de $(k_b - k_t)$ et de temps caractéristique $\frac{2C}{k_b + k_t}$. Le signe et l'amplitude du premier terme est contrôlé par l'asymétrie de chauffage elle-même tandis que le second terme est contrôlé par l'asymétrie entre les barrières thermiques hautes et basses. Comme $\frac{C}{2k_0} \ll \frac{2C}{k_b + k_t}$, l'effet de l'asymétrie de chauffage décroît rapidement, puis le signe de $T_t - T_b$ devient contrôlé par l'asymétrie entre les barrières thermiques.

4.3.2 Simulation par éléments finis de la température

On a réalisé des simulations éléments finis afin de confirmer les prédictions du modèle simple. La dissipation de puissance est modélisée de la façon suivante. La puissance est dissipée dans une seule des électrodes, elle est maximale contre la barrière, et décroît exponentiellement avec une longueur caractéristique de dissipation de l'énergie de $z_0 = 1$ nm. La dissipation est coupée au bout de 5 nm. Ainsi la puissance est définie comme :

$$\begin{aligned}
P &= P_0 \exp(-z/z_0) & \text{si } 0 \leq z \leq 5z_0 \\
P &= 0 & \text{ailleurs}
\end{aligned} \tag{4.9}$$

Avec $P_0 = V^2/(RAz_0(1 - \exp(-5)))$.

La modélisation du système est indiquée sur la figure 4.24. On y donne aussi un exemple de séquence de chauffage. La température est plus élevée dans l'électrode avec FeMn à cause du fait que la chaleur est dissipée dans l'électrode supérieure. Pour exploiter les résultats de la simulation, on s'intéresse à la température du FeMn moyennée sur son épaisseur, et la différence de température entre les interfaces du MgO qui est la source de la tension thermoélectrique, sujet de cette étude.

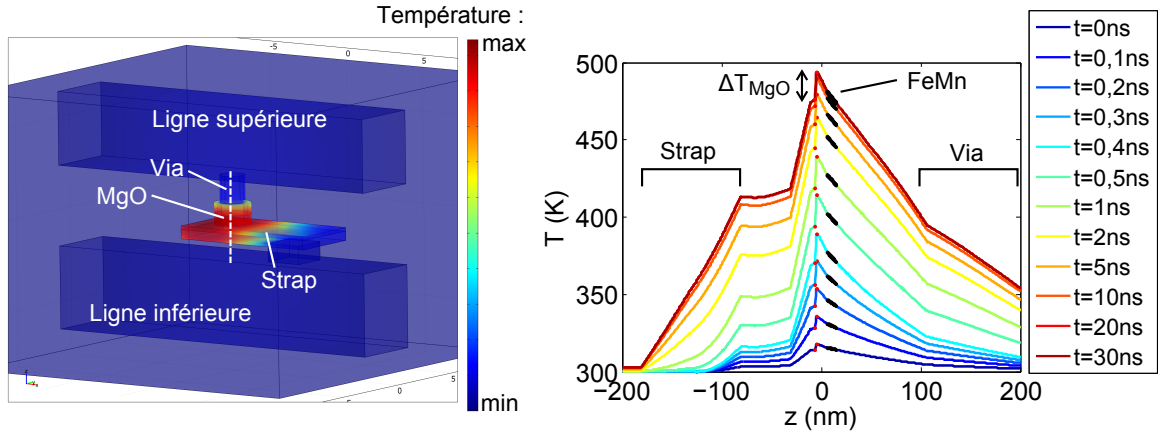


FIGURE 4.24 – A gauche : modélisation 3D d’une JTM avec ses contacts. A droite : température interpolée le long d’une ligne orthogonale à la barrière tunnel, passant par le centre du cercle de la JTM et allant d’une ligne de contact à l’autre, pendant une séquence de chauffage. $t = 0$ ns correspond au début de l’impulsion de courant de chauffage

On a calculé les températures pendant la phase de refroidissement pour deux situations sur la figure 4.25. Dans la première situation, nous utilisons un matériau avec une conductivité thermique faible dans chaque électrode. Dans la seconde, nous utilisons un matériau de faible conductivité thermique dans l’électrode inférieure. On utilise un $RA=35 \Omega \cdot \mu m^2$ pour déterminer la tension qui permet d’atteindre $210^\circ C$ dans les deux cas. Avec une seule barrière thermique, la tension est de $1,42 V$ et avec deux barrières thermiques la tension est de $0,77 V$. Cela illustre bien l’intérêt des barrières thermiques pour chauffer plus facilement la JTM au-dessus de la T_B de l’AF. On retrouve aussi qu’avec une plus faible conductivité le temps caractéristique $\tau = C/k$ est plus grand.

Concernant l’écart de température entre les interfaces du MgO, à droite sur la figure 4.25, le comportement est très différent suivant qu’il y ait deux barrières thermiques ou qu’il n’y en ait qu’une. S’il y a deux barrières thermiques, ΔT_{MgO} décroît assez vite (< 1 ns) et se stabilise à 0. S’il n’y a qu’une seule barrière en dessous de la jonction, c’est à dire $(T_t^i - T_b^i)$ est du signe opposé à $(k_b - k_t)$, l’écart de température devient rapidement (< 1 ns) négatif, puis relaxe vers 0 avec le même temps caractéristique que la température globale.

Cet exemple illustre bien le mécanisme d’homogénéisation de la température modélisé dans le paragraphe précédent. Pendant le refroidissement, l’écart de température aux interfaces de MgO provoqué par l’asymétrie de chauffage disparaît rapidement au profit d’un écart de température contrôlé par l’asymétrie des dissipations thermiques entre électrode inférieure et électrode supérieure.

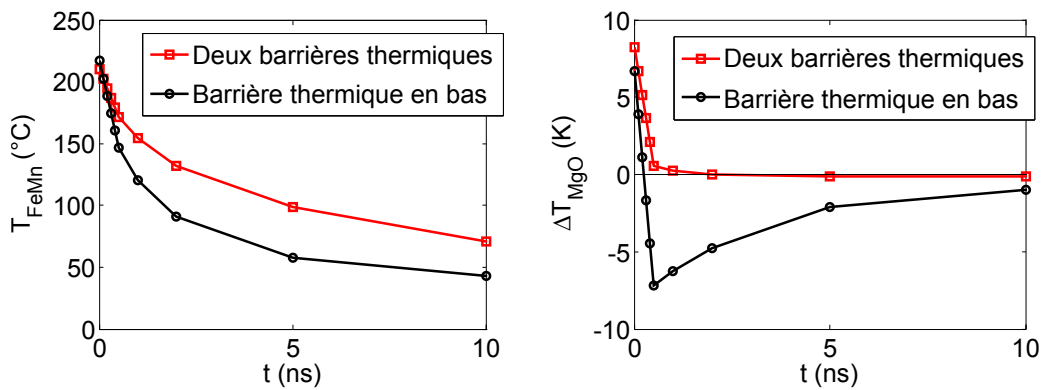


FIGURE 4.25 – A gauche : température moyenne dans l’AF FeMn. A droite : différence de température entre les interfaces du MgO

Ainsi pour maximiser l’écart de température pouvant créer une tension thermoélectrique

pendant le refroidissement, il faut dissymétriser les fuites thermiques de façon à ce qu'elles soutiennent l'asymétrie de chauffage (dépend donc de la polarité de courant : avec des électrons de l'électrode inférieure vers l'électrode supérieure, il faut que l'électrode supérieure laisse moins fuir la chaleur que l'électrode inférieure).

4.3.3 Transition de tension en temps réel

L'effet thermoélectrique pendant la phase de refroidissement doit se traduire par une tension non nulle après l'impulsion de tension (Figure 4.26), qui diminue dans le temps comme le saut de température aux bornes de la barrière tunnel. La difficulté vient de ce que l'effet est faible et qu'il peut être noyé dans le bruit ou dans les effets capacitifs. Pour la recherche expérimentale d'une tension thermoélectrique pendant le refroidissement, on peut envisager deux méthodes.

La première consiste à augmenter l'intensité de l'impulsion de tension linéairement. Comme la température, donc l'écart de température à la barrière, varie comme le carré de la tension, la tension thermoélectrique pendant la phase de refroidissement doit varier comme le carré de la tension.

La seconde méthode consiste à comparer une jonction tunnel à une résistance ohmique pour laquelle aucun effet Seebeck ou capacitif n'est attendu.

Pour notre étude nous avons utilisé les deux méthodes. Nous avons utilisé un empilement avec une barrière tunnel MgO de $RA=35 \Omega \cdot \mu m^2$. Le contact électrique supérieur se fait via un plot de tantale de 100 nm de hauteur, ce qui limite la conduction thermique. Ainsi il faut utiliser la polarité où les électrons relaxent dans l'électrode supérieure pour que les effets d'asymétrie de chauffage et d'asymétrie des fuites thermiques s'ajoutent.

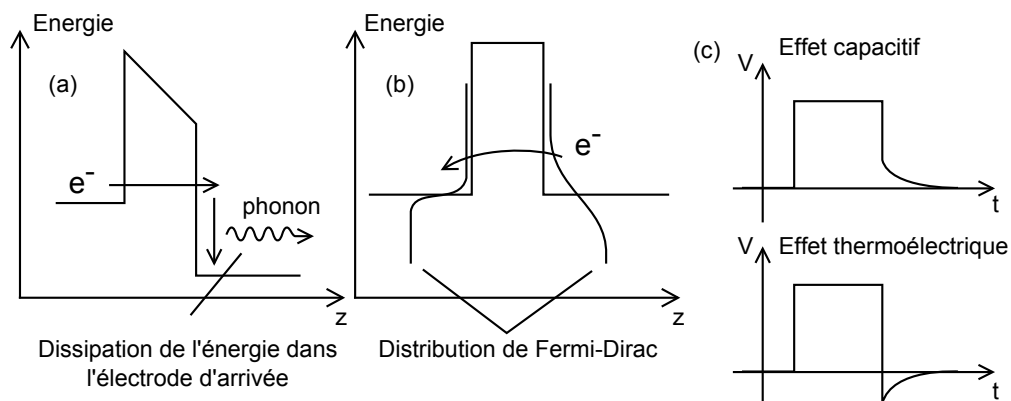


FIGURE 4.26 – (a) Asymétrie de chauffage. (b) Effet thermoélectrique pendant le refroidissement. (c) Résultat d'un effet capacitif et d'un effet thermoélectrique sur la tension.

Traces des tensions transmises

Le montage est le même que précédemment, avec le générateur d'impulsions, la JTM et l'oscilloscope. Les impulsions sont de 120 ns. Les traces acquises sont la moyenne de 256 traces, et sont présentées sur la figure 4.27. La résistance ohmique est choisie de façon à être proche de celle de la JTM. Elle est soudée à un support qui permet de la connecter à des câbles coaxiaux.

On observe que pendant la transition de tension il y a des fluctuations assez fortes pendant moins d'une nanoseconde, puis il y a une décroissance de la tension sur environ 10 ns. Les fluctuations de tension pendant la transition sont plus marquées avec la résistance de 2 k Ω . Elles sont certainement dues aux désadaptations d'impédance car la résistance est simplement soudée au centre des câbles coaxiaux et un fil est soudé à la masse des câbles coaxiaux.

La tension résiduelle qui décroît sur 10 ns apparaît pour les deux mesures ce qui suggère qu'il s'agit des effets capacitifs sur le circuit. Elles sont du même ordre de grandeur entre les deux systèmes ce qui suggère que si un effet thermoélectrique est présent pour la JTM, il est faible devant l'effet capacitif. Les deux résistances (2 k Ω contre 2,9 k Ω) et les contacts (pointes

contre soudures) sont différents ce qui interdit de comparer directement les deux systèmes. On peut en revanche comparer le comportement de la tension après l'impulsion en fonction de la tension de commande pour montrer la présence ou non d'un effet lié au chauffage.

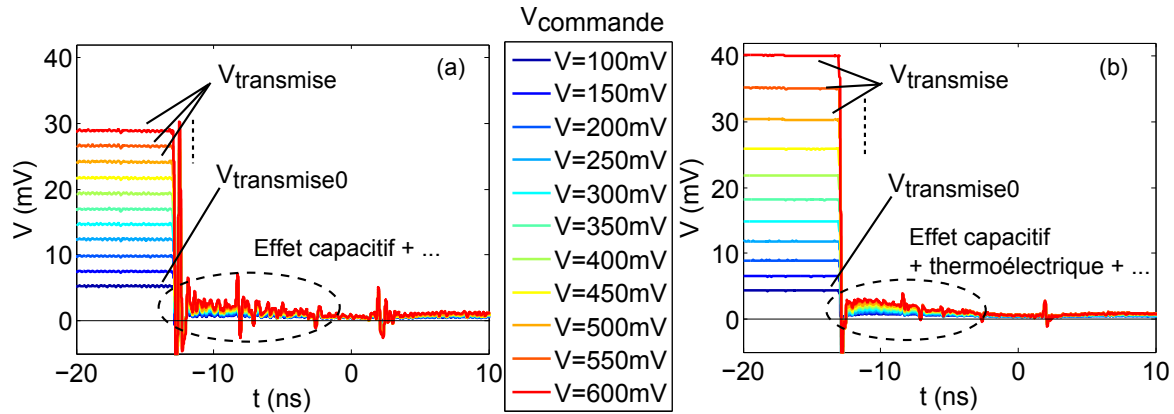


FIGURE 4.27 – Tension transmise : (a) Pour une résistance de $2\text{k}\Omega$. (b) Pour une jonction tunnel de $2,9\text{ k}\Omega$

Soustraction des effets capacitifs

S'il n'y a que des effets capacitifs, les traces obtenues aux différentes tensions sont homothétiques. Pour le vérifier, on peut soustraire la trace obtenue à la plus basse tension (100 mV sur la figure 4.27). On a plusieurs choix pour calculer ce résidu des effets non linéaires, noté V_{nonlin} . Soit on utilise la tension de commande :

$$V_{\text{nonlin}} = V - V_0 \frac{V_{\text{commande}}}{V_{\text{commande0}}} \quad (4.10)$$

Soit on utilise la tension transmise :

$$V_{\text{nonlin}} = V - V_0 \frac{V_{\text{transmise}}}{V_{\text{transmise0}}} \quad (4.11)$$

Où les différents termes sont indiqués sur la figure 4.27. Il n'y a pas de différence pour la résistance ohmique qui est indépendante de la tension. En revanche, la résistance de la JTM décroît avec la tension et les deux façons de soustraire la trace à 100 mV donnent un résultat différent. Les traces après soustraction sont indiquées sur la figure 4.28.

On calcule la moyenne du résidu non linéaire V_{nonlin} sur la plage 2 - 3 ns après la transition de tension. Ce résidu moyen est tracé en fonction de la tension de commande sur la figure 4.29. Pour la résistance de $2\text{ k}\Omega$, la méthode ne change rien, confirmant que la résistance ne dépend pas de la tension, et le résidu est proche de 0 indiquant qu'il n'y a pas d'effet non linéaire et donne une borne inférieure de $100\text{ }\mu\text{V}$ à la précision de la mesure. Pour la JTM, on constate une grande différence de comportement suivant la méthode de normalisation, confirmant la dépendance en tension de la résistance. En réalité, pendant le refroidissement la tension sur la jonction est très faible, et l'effet de dépendance en tension ne devrait pas être pris en compte. D'un autre côté, pendant que les capacités sur le circuit se chargent, la tension sur la JTM est élevée et la quantité de charges va varier non linéairement avec la tension. Ainsi, le coefficient de normalisation permettant de soustraire les effets capacitifs n'est pas clair.

Finalement, cette mesure ne permet pas d'extraire l'effet thermoélectrique. On peut cependant extraire une borne supérieure de 1 mV sur la tension transmise pour un saut de température sur la barrière estimé à 10 K , soit $100\text{ }\mu\text{V/K}$ sur la tension transmise. En termes de tension thermoélectrique, il faut prendre en compte le circuit en transmission selon la formule 4.3 ce qui donne une borne supérieure de $5,8\text{ mV/K}$. Cette borne supérieure est très large par rapport à l'effet reporté dans la littérature de quelques $10\text{ }\mu\text{V/K}$ [126].

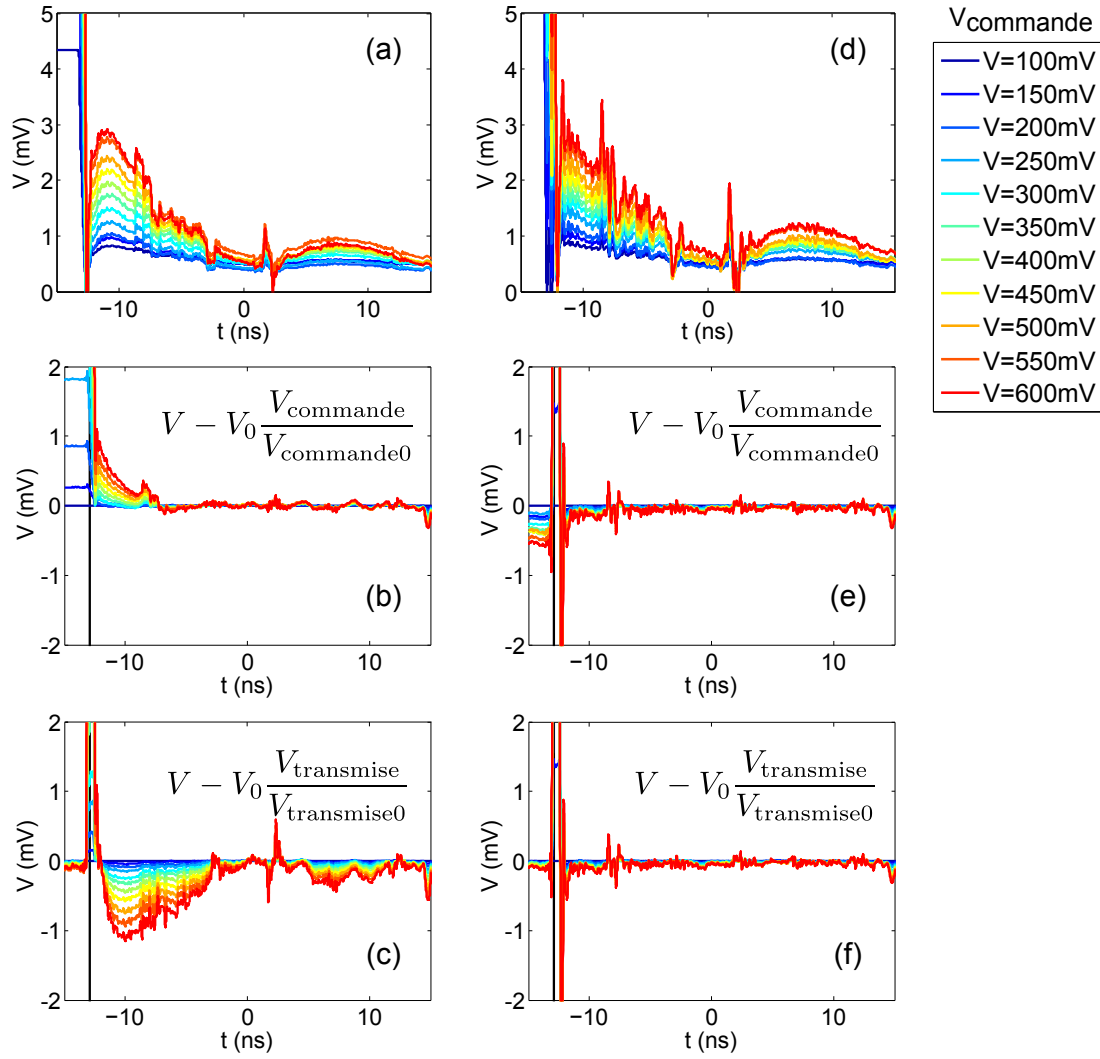


FIGURE 4.28 – (a)-(b)-(c) Jonction tunnel de 2,9 k Ω , (d)-(e)-(f) résistance de 2 k Ω . (a)-(d) Tension transmise. (b)-(e) Tension résiduelle après normalisation par la tension de commande et soustraction de la trace 100 mV. (c)-(f) Tension résiduelle après normalisation par la tension transmise maximale et soustraction de la trace 100 mV.

Perspectives

Pour avoir une meilleure précision sur cette mesure, il faudrait réduire les effets capacitifs et augmenter la résolution en tension. Il serait intéressant aussi d’avoir une meilleure mesure de référence, à savoir la mesure avec une résistance ohmique. Pour cela il faudrait que cette mesure soit faite avec les mêmes contacts que la JTM, par exemple en dessinant un serpentín sur le même wafer que les JTM. On peut aussi augmenter l’asymétrie des fuites thermiques pour améliorer la mutualisation de l’asymétrie de chauffage et de l’asymétrie des fuites thermiques, comme décrit par le modèle et les simulations.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié l’écriture en temps réel et notamment la phase de refroidissement. Nous avons montré qu’il est possible d’améliorer l’influence du STT sur certaines structures grâce à une diminution progressive de la tension en fin d’impulsion. Cela s’explique par la perte d’information pendant la phase de refroidissement si l’influence du STT n’est pas maintenue car ces structures ont une faible stabilité intrinsèque.

La diminution du couplage RKKY avec la température est importante pour bien comprendre l’écriture. En effet, on a mis en évidence qu’à partir d’une certaine tension l’écriture pouvait se

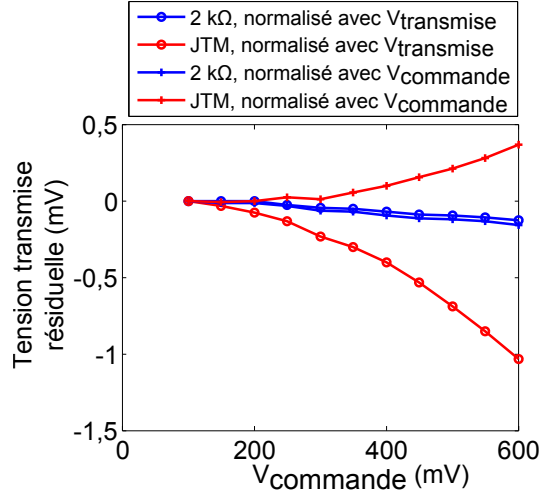


FIGURE 4.29 – Tension transmise résiduelle après avoir soustrait la trace transmise à la plus basse tension de commande

faire via le passage par le spin-flop du SyF, ce qui est à prendre en compte pour comprendre la dépendance en tension de l'influence du STT. Cette variation du couplage RKKY avec la température peut aussi nous servir de thermomètre pour déduire la dépendance de la température avec la tension $T(V)$ et dans le temps $T(t)$.

Enfin, la recherche d'un effet thermoélectrique lié à l'asymétrie de chauffage pendant la phase de refroidissement a permis de mettre en évidence le rôle théorique de l'asymétrie des fuites thermiques sur l'effet attendu. La mesure expérimentale montre en revanche que l'effet est faible, et inférieur à la résolution expérimentale.

Chapitre 5

Conclusion

5.1 Conclusion

Les MRAM sont des mémoires non-volatiles rapides qui ouvrent de nouvelles perspectives pour l'électronique de demain. La TAS-MRAM résout le problème de sélectivité grâce à une impulsion de chauffage couplée à un champ magnétique, ce qui lui donne divers avantages. Générer ce champ magnétique est encore coûteux en consommation et limite la miniaturisation. Cette thèse a permis de mieux comprendre comment il est possible d'exploiter avantageusement le couple de transfert de spin pour réduire le champ magnétique d'écriture. Des structures possibles pour exploiter le STT dans les TAS-MRAM ont été élaborées, le couple de transfert de spin exploitable dans un empilement TAS-MRAM a été quantifié, et les mécanismes en jeu dans l'écriture TAS assistée par STT, notamment dans des couches synthétiques ferrimagnétiques, ont été mieux compris.

Afin de quantifier le bénéfice de l'utilisation du couple de transfert de spin dans l'écriture TAS-MRAM, nous avons mis en place plusieurs méthodes. Il s'agit de mesurer le champ d'écriture pour les deux directions d'écriture et les deux polarités de courant. Cela permet de déduire la réduction de champ d'écriture obtenue en changeant la polarité du courant en fonction de l'état à écrire. On obtient des diagrammes en champ et courant. Ces diagrammes peuvent être réalisés grâce à des cycles magnétorésistifs avec des impulsions envoyées à chaque pas de champ, des cycles magnétorésistifs avec une tension continue, ou avec une méthode d'initialisation-écriture. On met alors en évidence une réduction de 15 % du champ d'écriture au niveau 99,5 % de probabilité d'écriture sur un dispositif de test 1 kbit avec un empilement développé pour l'écriture TAS. Cette réduction du champ d'écriture se convertit en une réduction de la puissance consommée pour créer le champ de 30 %. On a aussi mis en évidence le couple de transfert de spin grâce au diagramme réalisé directement avec la ligne de champ.

La TAS-MRAM est composée de différents matériaux donc la structure cristalline est essentielle pour lui assurer de bonnes propriétés. Pour rehausser une de ces propriétés, il va généralement falloir trouver un compromis, ou de nouvelles solutions matériaux. Pour augmenter l'influence du STT dans les empilements TAS-MRAM, plusieurs solutions existent. On a exploité ici des empilements synthétiques ferrimagnétiques. Le champ d'écriture peut être réduit de plusieurs dizaines d'Oersted. Cet effet est visible tant lorsque le couplage des couches magnétiques constituant le SyF est de type dipolaire que quand il est de type RKKY. Pour obtenir une écriture claire et reproductible, il faut préférer le couplage RKKY.

Ces couches synthétiques ferrimagnétiques ont apporté plusieurs solutions dans le développement de la MRAM : couche de référence compensée, mécanisme d'écriture Toggle pour réduire les perturbations, réduction des niveaux de résistance intermédiaires. Manipuler l'aimantation des SyF avec le STT est en revanche assez récent et nécessite d'être approfondi. Grâce aux diagrammes, on peut étudier le comportement en champ et tension en détail. Les lignes des diagrammes des empilements SyF couplés à un AF présentent des pointes, ou autrement dit des points de rebroussement. C'est par ces zones en champ négatif qu'apparaissent les effets STT à une tension modérée. Puis, en augmentant la tension, l'influence du STT devient plus

homogène avec le champ. L'étude des niveaux de résistance intermédiaires suggère parfois qu'il y a un changement de mode de retournement dans ces zones. L'étude de la dépendance en température du couplage RKKY montre qu'il diminue clairement dans la zone d'écriture, et que le retournement peut se faire via le spin-flop.

le diagramme d'écriture montre aussi que l'état AP est favorisé lorsqu'on augmente la tension quelle que soit la polarité du courant. Cela peut être mis en évidence sur les couches simples, mais apparaît plus clairement dans l'empilement SyF avec couplage F/AF. L'origine de cet effet peut être le couple de transfert de spin perpendiculaire. Il s'oppose au STT que l'on souhaite exploiter avec la polarité positive ce qui dégrade la probabilité d'écriture.

On a aussi étudié des couches libres simples et des couches libres SyF pour s'affranchir de l'influence éventuelle de la couche antiferromagnétique, et voir le comportement à plus basse tension. On a notamment quantifié le STT planaire. L'effet de STT exploitable en mode bipolaire est de 60 Oe/V.

Pour utiliser le couple de transfert de spin dans les TAS-MRAM, il y a un compromis à faire entre la tension de déblocage, la tension de claquage, et l'intensité du couple de transfert de spin, qui dépendent du RA. Notamment, pour augmenter le STT, il faut diminuer le RA, ce qui réduit la gamme de tension entre le déblocage de l'AF et le claquage de la barrière. L'étude de l'influence du RA montre que sa valeur idéale pour notre technologie est entre $7 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ et $18 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$.

Pour optimiser l'écriture assistée par STT des TAS-MRAM, il faut en maîtriser tous les aspects, notamment la phase de refroidissement. Nous avons mis en évidence la possibilité de perte de l'information écrite pendant la phase de refroidissement si la stabilité intrinsèque de la jonction est trop faible. Nous avons alors montré que pour améliorer l'écriture on peut diminuer la tension de façon progressive à la fin de l'impulsion d'écriture afin de maintenir l'influence du couple de transfert de spin stabilisant l'état écrit. Le taux d'erreur diminue alors d'un ordre de grandeur.

Un autre caractère important des SyF étudiés ici est la dépendance en température du couplage RKKY. Nous l'avons également mis en évidence grâce à l'effet Joule. Cela nous a permis de déduire la dépendance de la température avec la tension $T(V)$ et dans le temps $T(t)$. Ce phénomène de réduction du couplage avec la température joue certainement un rôle dans la stabilité pendant la phase de refroidissement. Cela permettrait d'expliquer notamment la différence de comportement entre différents empilements. La stabilité pendant la phase de refroidissement se résumerait à la stabilité de la couche du SyF en contact avec la couche antiferromagnétique.

Enfin, la théorie voudrait qu'on ait un effet thermoélectrique durant la phase de refroidissement dû à l'asymétrie de chauffage. Un modèle simple et des simulations éléments finis montrent que les contacts thermiques de l'électrode supérieure et de l'électrode inférieure peuvent être choisis pour augmenter, réduire ou inverser le saut de température source de la tension thermoélectrique. Expérimentalement, nous avons tenté de mettre en évidence une tension résiduelle, pendant la phase de refroidissement, qui suive le comportement en température, soit comme le carré de la tension. Mais seul un résidu proportionnel à la tension de départ est observable, en accord avec un effet capacitif.

5.2 Perspectives

5.2.1 Perspectives techniques

Certaines structures n'avaient pas les spécificités requises, mais étaient performantes sur un point. La solution du SyF à couplage dipolaire était intéressante par le fait que le retournement de la couche en contact avec la barrière était très franc. Le couplage était trop faible, mais avec la maîtrise de la fabrication de tailles plus petites ($< 50 \text{ nm}$) le couplage dipolaire va augmenter.

Un autre type de SyF à essayer est un SyF à couplage ferromagnétique (donc synthétique ferromagnétique SF), obtenu par exemple avec environ 1,5 nm de ruthénium. L'avantage est que le champ magnétique de retournement sera originellement plus faible car au lieu de se sous-

traire, les aimantations des deux couches du SF s'ajoutent. La difficulté vient de la tendance du couplage dipolaire (~ 50 Oe) à s'opposer au couplage RKKY (~ 150 Oe).

Il y a clairement un état favorisé lorsqu'on augmente la tension, c'est à dire un couple qui a une dépendance paire avec la tension. Deux stratégies sont alors possibles : l'amoindrir ou l'exploiter.

La première consiste à réduire ce couple pour retrouver une écriture par STT planaire permettant de bien définir un état ou l'autre suivant la polarité, sans avoir la création d'états intermédiaires non-souhaitables.

La deuxième solution consiste à exploiter cet effet conjointement avec l'influence du STT planaire, en utilisant toujours la polarité positive pour réduire le champ d'écriture de l'état P grâce au STT planaire et réduire le champ d'écriture de l'état AP grâce au STT perpendiculaire. Par contre, la tendance à la création d'états intermédiaires à cause de la compétition des deux couples va présenter une difficulté.

Dans les deux cas, et même si le couple en présence n'est pas de type perpendiculaire, les études théoriques montrent qu'il est possible de maîtriser les dépendances en tension des couples de transfert de spin grâce à la structure de bande. Il faudrait ainsi parvenir à varier subtilement les matériaux, par exemple leur composition, dans le but de contrôler la parité des couples de transfert de spin.

5.2.2 Perspectives générales

Comme dans toute mémoire, le taux d'erreur d'écriture dans les MRAM limite leur performances. Il amène des contraintes de design et réduit la densité réelle de la mémoire. Pour améliorer leurs performances, il faudrait que le taux d'erreur dans les TAS-MRAM diminue pour atteindre idéalement $10^{-8} - 10^{-9}$. Exploiter le couple de transfert de spin pourrait faire partie de la solution. Dans les faibles taux d'erreur, l'écriture peut se faire par l'activation de sous-domaines. La dynamique de l'aimantation sous la forme d'oscillations dans le plan contrôlées par les couples planaires et perpendiculaires pourrait aussi avoir son importance, par exemple dans les modes d'oscillations des couches synthétiques ferrimagnétiques.

Les couches synthétiques ont permis de résoudre différents problèmes, notamment de distribution de niveaux de résistance. Cependant, des difficultés persistent parfois, de façon localisée. Il faudrait alors mieux comprendre comment une irrégularité dans le dépôt ou dans la nanofabrication affecte ces couches synthétiques.

Enfin, une difficulté des MRAM exploitant le STT est le problème de renversement retour, soit dû au comportement non monotone en tension du couple de transfert de spin, soit à des effets thermiques. Le contrôle de ces phénomènes via la structure de bande et le découplage des effets de spin et de courant ferait progresser les MRAM, et serait une grande avancée pour la spintronique en général.

Annexe A

Nano-fabrication

A.1 Vue d'ensemble

Fabrication

Les jonctions tunnels magnétiques testées dans cette thèse sont toutes issues d'un dépôt PVD réalisé par Crocus Technology avec une machine Timaris de la marque Singulus. La gravure et la fabrication de contacts ont été fait soit par Crocus Technology, soit pour l'essentiel en PTA (Plateforme Technologique Amont). Pour la nano-fabrication en PTA, l'empilement a été complété par le dépôt d'une couche de tantale de 100 nm à 200 nm réalisé à la PTA servant de masque dur. Le procédé de fabrication est détaillé dans les annexes des thèses [1] et [83], et on en donne ici un résumé.

La première étape du procédé de fabrication en PTA consiste à définir les jonctions par lithographie électronique. Ensuite, le tantale doit être utilisé comme masque dur de la gravure IBE des couches magnétiques fonctionnelles. Pour cela le tantale est gravé par RIE en piliers. La gravure RIE est une gravure chimiquement sélective dont le masque est en platine ou en chrome obtenu par lift-off de la lithographie électronique.

Pour réaliser les contacts, il y a trois masques optiques. Le premier permet de définir le contact inférieur, le second est pour l'isolant séparant les deux contacts, et le dernier est pour le contact supérieur. L'isolant est un polymère aplanissant Accuflo déposé par enduction centrifuge (*spin coating*), et recuit pendant 15 minutes à 250 °C.

Géométrie

Le masque est très simple. Il s'agit d'une matrice de jonctions avec chacune leur deux contacts. La géométrie des contacts est précisée sur la figure A.1.

A.2 Variation de rapport d'aspect à surface constante

Evolution des dimensions pendant la fabrication

Souvent, des questions sont soulevées sur l'effet du rapport d'aspect et de la taille des JTM sur leur comportement magnétique. Pour répondre à ces questions il faut disposer d'une part de jonctions ayant le même rapport d'aspect mais avec plusieurs tailles, et d'autre part de jonctions avec la même taille et différents rapports d'aspects. Si on note $k = a/b$ le rapport d'aspect d'une ellipse de grand axe a et petit axe b , et D le diamètre du cercle de surface équivalente : $b = D/\sqrt{k}$ et $a = D\sqrt{k}$. Il suffit normalement de ne faire varier que D ou k pour définir les dimensions des ellipses qui nous intéressent. Cependant, la fabrication modifie les dimensions entre la définition des jonctions lors de la lithographie électronique et la gravure des couches fonctionnelles :

- Lors de la gravure électronique, on définit la trajectoire du faisceau. Mais les bords du faisceau ne sont pas nettement définis. l'exposition "bave" en quelque sorte autour de

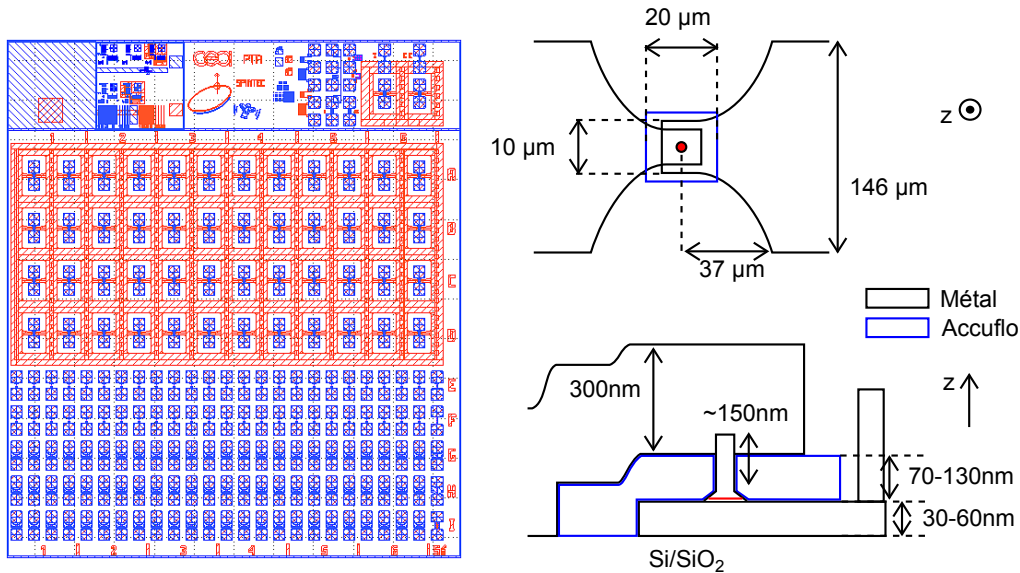


FIGURE A.1 – A gauche, réticule complet avec 48 dispositifs pour les tests en transmission et 120 dispositifs simples. A droite, schéma vue de dessus et vu de côté de la prise de contacts.

la zone d'intérêt. Il en résulte que les angles aigus reçoivent une dose plus faible et sont moins développés.

- Toujours à cause de la taille du faisceau, lors de son passage sur le bord de la zone définie, il expose aussi le pourtour. Ainsi, la zone totale pouvant être développée est généralement plus grande que celle où est passé le faisceau.
- La gravure IBE des couches fonctionnelles est faite avec un angle afin de brûler les redépôts de matériaux conducteurs sur les bords de la barrière tunnel. Cet angle fait apparaître un cône de gravure qui fait que le pied est plus large que le haut du pilier.

Globalement, les dimensions augmentent de 20 nm à 40 nm par rapport au dessin de lithographie électronique. Ainsi, pour avoir un rapport d'aspect bien contrôlé, il faut prendre en compte cette augmentation de dimension au moment où on définit l'exposition électronique. Pour cela on dessine des ellipses qui ont un plus grand rapport d'aspect que celui qu'on souhaite obtenir. Ici, on a prévu une augmentation de dimension de 20 nm.

Observation après gravure du masque dur

Pour vérifier que cette anticipation du changement de taille permet de bien contrôler la dimension finale, on a réalisé des mesures de dimensions après gravure du masque dur grâce à des images MEB. On a tracé le rapport d'aspect en fonction de l'aire sur la figure A.2. On voit que globalement les dimensions souhaitées sont assez bien obtenues. Les plus grosses différences apparaissent pour un rapport d'aspect autour de 2,5. Pour les petites tailles, le rapport d'aspect final est un peu inférieur à celui souhaité. L'anticipation d'élargissement a corrigé une grosse partie de la variation de rapport d'aspect, mais il reste une différence. Cela est principalement dû au fait qu'on n'a pas anticipé que les angles aigus étaient moins bien développés que les lignes droites. Ainsi, les extrémités des ellipses sont moins bien développées et la diminution du rapport d'aspect est plus forte.

Globalement, on peut obtenir avec une bonne fidélité une variation de taille à rapport d'aspect constant.

On voit aussi que les surfaces sensées être identiques le sont très clairement sur les mesures MEB. Pour tester cela à plus grande échelle, on a tracé les résistances de jonctions de même surface nominale ayant des rapports d'aspects différents sur la figure A.2. Le niveau de résistance est le même pour tous les rapports d'aspect indiquant qu'on contrôle très bien la surface pour différents rapports d'aspects.

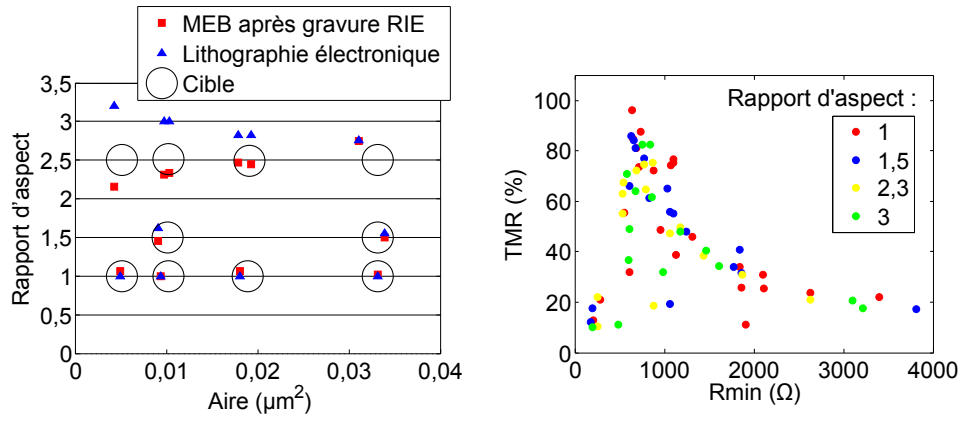


FIGURE A.2 – A gauche : rapports d'aspect mesurés sur image MEB après gravure du masque dur, comparés aux dimensions définies pour la lithographie électronique, et aux dimension souhaité : l'objectif était de varier le rapport d'aspect à surface constante et inversement. A droite : résultats de tests électriques indiquant la résistance et la TMR de jonctions de surface équivalente à celle d'un cercle de diamètre $D = 220$ nm

Champ coercitif dépendant du rapport d'aspect

La variation du rapport d'aspect modifie l'anisotropie de forme. Cela se répercute sur le champ coercitif. Le champ coercitif était trop faible sur l'empilement avec une couche simple libre, mais il est suffisant sur l'empilement avec une couche SyF libre : CoFeB 1,2 / Ta 0,15 / CoFeB 0,2 / Ru 0,9 / CoFe 1 / NiFe 1,5.

Sur la figure A.3 on a reporté le champ coercitif moyen mesuré pour les différentes tailles et les différents rapports d'aspect. On obtient très clairement l'augmentation de champ coercitif avec le rapport d'aspect pour toutes les tailles. On observe aussi que les rapports d'aspects nominaux ne sont pas obtenus. Notamment, on retrouve pour le rapport d'aspect nominal 2,5 que le champ coercitif diminue quand la taille diminue, ce qui signifie que le rapport d'aspect réel diminue aussi au lieu d'être constant. Cela vient du fait que la correction de 20 nm ne fonctionne pas parfaitement sur les ellipses à fort rapport d'aspect : les angles aigus sont moins bien développés.

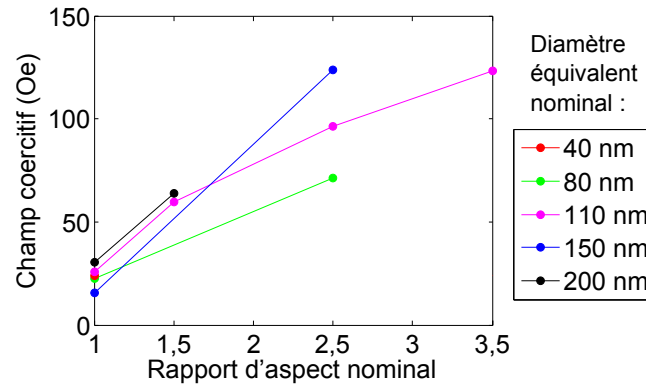


FIGURE A.3 – Champ coercitif moyen (environ 10 jonctions par point) en fonction du rapport d'aspect nominal et du diamètre d'un cercle de surface nominale équivalente

Bibliographie

- [1] J. Alvarez-Hérault, *Mémoire magnétique à écriture par courant polarisé en spin assistée thermiquement*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2010.
- [2] S. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, “Magnetic domain-wall racetrack memory,” *Science*, vol. 320, pp. 190–194, 2008.
- [3] I. Prejbeanu and B. Dieny, “Magnetoresistive random-access memory,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 47, p. 333001, 2014.
- [4] M. Jullière, “Tunneling between ferromagnetic films,” *Physics Letters*, vol. 54A, no. 3, p. 225, 1975.
- [5] W. Thomson, “On the electro-dynamic qualities of metals : effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron,” *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 8, pp. 546–550, 1856.
- [6] T. McGuire and R. Potter, “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys,” *Transactions on Magnetics*, vol. Mag-11, no. 4, p. 1018, 1975.
- [7] M. N. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau, and F. Petroff, “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices,” *Physical Review Letters*, vol. 61, no. 21, p. 2472, 1988.
- [8] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange,” *Physical Review B*, vol. 39, no. 7, p. 4828, 1989.
- [9] B. Dieny, V. Speriosu, S. Metin, S. Parkin, B. Gurney, P. Baumgart, and D. Wilhoit, “Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valves structures,” *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 8, pp. 4774–4779, 1991.
- [10] J. Moodera, L. Kinder, T. M. Wong, and R. Meservey, “Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions,” *Physical Review Letters*, vol. 74, no. 16, p. 3273, 1995.
- [11] J. Faure-Vincent, C. Tiusan, E. Jouguelet, F. Canet, M. Sajieddine, C. Bellouard, E. Popova, M. Hehn, F. Montaigne, and A. Schuhl, “High tunnel magnetoresistance in epitaxial Fe/MgO/Fe tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 25, p. 4507, 2003.
- [12] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki, and K. Ando, “Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions,” *Nature Materials*, vol. 3, p. 868, 2004.
- [13] W. Butler, X. Zhang, T. Schulthess, and J. MacLaren, “Spin-dependent tunneling conductance of Fe/MgO/Fe sandwiches,” *Physical Review B*, vol. 63, no. 5, p. 054416, 2001.
- [14] “MRAM debut cues memory transition.” EETIMES, 2006. www.eetimes.com/document.asp?doc_id=1162359.
- [15] B. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. Pietambaram, N. Rizzo, J. Slaughter, K. Smith, J. Sun, and S. Tehrani, “A 4-Mb Toggle MRAM based on a novel bit and switching method,” *Transactions on magnetics*, vol. 41, no. 1, p. 132, 2005.
- [16] E. Myers, D. Ralph, J. Katine, R. N. Louie, and R. Buhrman, “Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices,” *Science*, vol. 285, no. 5429, pp. 867–870, 1999.

- [17] J. Sun, “Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 202, pp. 157–162, 1999.
- [18] B. Dieny and O. Redon, “Dispositif magnétique à jonction tunnel magnétique, mémoire et procédés d’écriture et de lecture utilisant ce dispositif,” no. FR Patent 2 832 542, May 23, 2003.
- [19] I. Prejbeanu, W. Kula, K. Ounadjela, R. Sousa, O. Redon, B. Dieny, and J. Nozières, “Thermally assisted switching in exchange-biased storage layer magnetic tunnel junctions,” *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 40, no. 4, pp. 2625–2627, 2004.
- [20] L. Néel, “Anisotropie magnétique superficielle and surstructures d’orientation,” *J. Phys. Radium*, vol. 15, no. 4, pp. 225–239, 1954.
- [21] J. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2009. p. 242.
- [22] C.-Y. You, “Dependence of the spin transfer torque switching current density on the ewchange stiffness constant,” *Applied Physics Express*, vol. 5, p. 103001, 2012.
- [23] K. Lee, A. Deac, O. Redon, J. Nozières, and B. Dieny, “Excitations of incoherent spin-waves due to spin-transfer torque,” *Nature Materials*, vol. 3, pp. 877–881, 2004.
- [24] W. Meiklejohn and C. Bean, “New magnetic anisotropy,” *Physical Review*, vol. 105, no. 3, p. 904, 1957.
- [25] E. Fulcomer and S. Charap, “Thermal fluctuation aftereffect,” *Journal of Applied Physics*, vol. 43, no. 10, p. 4190, 1972.
- [26] J. Nogues, D. Lederman, T. Moran, and I. Schuller, “Positive exchange bias in FeF_2 -Fe bilayers,” *Physical Review Letters*, vol. 76, no. 24, p. 4624, 1996.
- [27] G. Vinai, J. Moritz, G. Gaudin, J. Vogel, I. Prejbeanu, and B. Dieny, “Focussed kerr measurements on patterned arrays of exchange biased square dots,” *EPJ Web of Conferences*, vol. 75, p. 05003, 2014.
- [28] W. F. Brown, “Thermal fluctuations of a single-domain particle,” *Physical Review*, vol. 130, no. 5, p. 1677, 1963.
- [29] G. Vallejo-Fernandez, L. Fernandez-Outon, and K. O’Grady, “Antiferromagnetic grain volume effects in mettalic polycrystalline exchange bias systems,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 41, no. 11, p. 112001, 2008.
- [30] V. Baltz, B. Rodmacq, A. Zarefy, L. Lechevalier, and B. Dieny, “Bimodal distribution of blocking temperature in exchange-biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers,” *Physical Review B*, vol. 81, p. 052404, 2010.
- [31] J. Nozières, S. Jaren, Y. Zhang, A. Zeltser, K. Pentek, and V. Speriosu, “Blocking temperature distribution and long-term stability of spin-valve structures with Mn-based anti-ferromagnets,” *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 3920, 2000.
- [32] M. Stiles and R. McMichael, “Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers,” *Physical Review B*, vol. 59, no. 5, p. 3722, 1999.
- [33] J. Moritz, P. Bacher, and B. Dieny, “Contribution of the Peierls potential to the exchange bias and coercivity of ferromagnetic-antiferromagnetic bilayers,” *Physical Review Letters*, vol. 112, no. 8, p. 087201, 2014.
- [34] E. du Trémolet de Lacheisserie, D. Gignoux, and M. Schlenker, *Magnetism*. Springer, 2002. Chapitre 8, pp. 283-310.
- [35] J. C. Slonczewski, “Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier,” *Physical Review B*, vol. 39, no. 10, p. 6995, 1989.
- [36] M. Chshiev, A. Manchon, A. Kalitsov, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, W. Butler, and B. Dieny, “Analytical description of ballistic spin currents and torques in magnetic tunnel junctions,” *Arxiv*, p. 1308.2619v1, 2013.
- [37] X.-G. Zhang and W. Butler, “Large magnetoresistance in bcc Co/MgO/Co and FeCo/MgO/FeCo tunnel junctions,” *Physical Review B*, vol. 70, no. 17, p. 172407, 2004.

- [38] D. Djayaprawira, K. Tsunekawa, M. Nagai, H. Maehara, S. Yamagata, and N. Watanabe, “230 % room-temperature magnetoresistance in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 9, p. 092502, 2005.
- [39] E. Hassen, B. Viala, M. Cyrille, M. Cartier, O. Redon, P. Lima, B. Belhadji, H. Yang, J. Veleev, and M. Chshiev, “Room temperature magnetoresistance in CoFeB/SrTiO₃/CoFeB magnetic tunnel junctions deposited by ion beam sputtering,” *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 7, p. 07C727, 2012.
- [40] I. Theodonis, N. Kioussis, A. Kalitsov, M. Chshiev, and W. Butler, “Anomalous bias dependence of spin torque in magnetic tunnel junctions,” *Physical Review Letters*, vol. 97, no. 23, p. 237205, 2006.
- [41] A. Manchon, N. Ryzhanova, A. Vedyayev, M. Chshiev, and B. Dieny, “Description of current-driven torques in magnetic tunnel junctions,” *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 20, p. 145208, 2008.
- [42] J. C. Slonczewski, “Current-driven excitation of magnetic multilayers,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 159, no. 1, pp. L1–L7, 1996.
- [43] A. Kalitsov, M. Chshiev, I. Theodonis, N. Kioussis, and W. Butler, “Spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions,” *Physical Review B*, vol. 79, p. 174416, 2009.
- [44] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, “Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions,” *Nature Physics*, vol. 4, p. 67, 2008.
- [45] D. Houssameddine, J. Sierra, D. Gusakova, B. Delaet, U. Ebels, L. Buda-Prejbeanu, M. Cyrille, B. Dieny, B. Ocker, J. Lange, and W. Maas, “Spin torque driven excitations in synthetic antiferromagnet,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, p. 072511, 2010.
- [46] C. Wang, Y.-T. Cui, J. A. Katine, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, “Time-resolved measurement of spin-transfer-driven ferromagnetic resonance and spin torque in magnetic tunnel junctions,” *Nature Physics*, vol. 7, p. 496, 2011.
- [47] H. Kubota, A. Fukushima, K. Yakushiji, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando, H. Maehara, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. D. Djayaprawira, N. Watanabe, and Y. Suzuki, “Quantitative measurement of voltage dependence of spin-transfer torque in MgO-based magnetic tunnel junctions,” *Nature Physics*, vol. 4, p. 37, 2008.
- [48] A. Deac, A. Fukushima, H. Kubota, H. Maehara, Y. Suzuki, S. Yuasa, Y. Nagamine, K. Tsunekawa, D. Djayaprawira, and N. Watanabe, “Bias-driven high-power microwave emission from MgO-based tunnel magnetoresistance devices,” *Nature Physics*, vol. 4, p. 803, 2008.
- [49] K. Bernert, V. Sluka, C. Fowley, J. Linder, J. Fassbender, and A. Deac, “Phase diagrams of MgO magnetic tunnel junctions including the perpendicular spin-transfer torque in different geometries,” *Physical Review B*, vol. 89, p. 134415, 2014.
- [50] J. Sun, P. Trouilloud, M. Gajek, J. Nowak, R. Robertazzi, G. Hu, D. Abraham, M. Gaidis, S. Brown, E. O’Sullivan, W. Gallagher, and D. Worledge, “Size dependence of spin-torque induced magnetic switching in CoFeB-base perpendicular magnetization tunnel junctions,” *Journal of Applied Physics*, vol. 111, p. 07C711, 2012.
- [51] J. Xiao, G. Bauer, and A. Brataas, “Spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions : Scattering theory,” *Physical Review B*, vol. 77, p. 224419, 2008.
- [52] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press Inc., 2001. pp. 156-157.
- [53] P. Bruno, “Theory of interlayer magnetic coupling,” *Physical Review B*, vol. 52, no. 1, p. 411, 1995.
- [54] A. Timopheev, R. Sousa, M. Chshiev, L. Buda-Prejbeanu, and B. Dieny, “Respective influence of in-plane and out-of-plane spin-transfer torques in magnetization switching of perpendicular magnetic tunnel junctions,” *arXiv*, p. 1506.00780, 2015.

- [55] A. Manchon, S. Pizzini, J. Vogel, V. Uhler, L. Lombard, C. Ducruet, S. Auffret, B. Rodmacq, B. Dieny, M. Hochstrasser, and G. Panaccione, “X-ray analysis of oxygen-induced perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/AlO_x trilayers,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, no. 13, pp. 1889–1892, 2008.
- [56] H. Yang, M. Chshiev, B. Dieny, J. Lee, A. Manchon, and K. Shin, “First-principles investigation of the very large perpendicular magnetic anisotropy at Fe|MgO and Co|MgO interfaces,” *Physical Review B*, vol. 84, no. 5, p. 054401, 2011.
- [57] L. S. E. Alvarez, B. Lacoste, B. Rodmacq, L. E. Nistor, M. Pakala, R. C. Sousa, and B. Dieny, “Field-current phase diagrams of in-plane spin transfer torque memory cells with low effective magnetization storage layers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 115, p. 17C713, 2014.
- [58] H. Tomita, S. Miwa, T. Nozaki, S. Yamashita, T. Nagase, K. Nishiyama, E. Kitagawa, M. Yoshikawa, T. Daibou, M. Nagamine, T. Kishi, S. Ikegawa, N. Shimomura, H. Yoda, and Y. Suzuki, “Unified understanding of both thermally assisted and precessional spin-transfer switching in perpendicularly magnetized giant magnetoresistive nanopillars,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, p. 042409, 2013.
- [59] R. Victora, “Predicted time dependence of the switching field for magnetic materials,” *Physical Review Letters*, vol. 63, no. 4, p. 457, 1989.
- [60] R. Koch, J. Katine, and J. Sun, “Time-resolved reversal of spin-transfer switching in a nanomagnet,” *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 8, p. 088302, 2004.
- [61] J. Z. Sun, “Spin-current interaction with a monodomain magnetic body : a model study,” *Physical Review B*, vol. 62, no. 1, p. 570, 2000.
- [62] S. Oh, S. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J. Han, H. Lee, J. Lee, K. Nam, Y. Jo, Y. Kong, B. Dieny, and K. Lee, “Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions,” *Nature Physics*, vol. 5, p. 898, 2009.
- [63] T. Min, J. Sun, R. Beach, D. Tang, and P. Wang, “Back-hopping after spin torque transfer induced magnetization switching in magnetic tunnel junction cells,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, p. 07D126, 2009.
- [64] J. Z. Sun, M. C. Gaidis, G. Hu, E. J. O’Sullivan, S. L. Brown, J. J. Nowak, P. L. Trouilloud, and D. C. Worledge, “High-bias backhopping in nanosecond time-domain spin-torque switches of MgO-based magnetic tunnel junctions,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, p. 07D109, 2009.
- [65] Y. Zhou, Z. Wang, X. Hao, Y. Huai, J. Zhang, D. Jung, and K. Satoh, “Unipolar switching of perpendicular MTJ for STT-MRAM application,” *Magnetics Conference (INTERMAG)*, 2015.
- [66] G. Fuchs, I. Krivorotov, P. Braganca, N. Emley, A. Garcia, D. Ralph, and R. Buhrman, “Adjustable spin torque in magnetic tunnel junctions with two fixed layers,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, p. 152509, 2005.
- [67] M. Schneider, M. Pufall, W. Rippard, S. Russek, and J. Katine, “Thermal effects on the critical current of spin torque switching in spin valve nanopillars,” *Applied Physics Letters*, vol. 90, p. 092504, 2007.
- [68] E. Gapihan, J. Hérault, R. C. Sousa, Y. Dahmane, B. Dieny, L. Vila, I. L. Prejbeanu, C. Ducruet, C. Portemont, K. Mackay, and J. P. Nozières, “Heating asymmetry induced by tunneling current flow in magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, p. 202410, 2012.
- [69] T. Aoki, Y. Ando, M. Oogane, and H. Naganuma, “Dynamic magnetic intermediate state during nanosecond spin transfer switching for MgO-based magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Express*, vol. 3, p. 053002, 2010.
- [70] A. Kalitsov, W. Silvestre, M. Chshiev, and J. Velez, “Spin torque in magnetic tunnel junctions with asymmetric barriers,” *Physical Review B*, vol. 88, p. 104430, 2013.

- [71] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. Tseng, D. Ralph, and R. Buhrman, "Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum," *Science*, vol. 336, p. 555, 2012.
- [72] I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella, "Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer," *Nature Materials*, vol. 9, p. 230, 2010.
- [73] Y. Shiota, T. Nozaki, F. Bonell, S. Murakami, T. Shinjo, and Y. Suzuki, "Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses," *Nature Materials*, vol. 11, p. 39, 2012.
- [74] D. Evans, A. Schilling, A. Kumar, S. Sanchez, N. Ortega, M. Arredondo, R. Katiyar, J. Gregg, and J. Scott, "Magnetic switching of ferroelectric domains at room temperature in multiferroic pztft," *Nature Communications*, vol. 4, p. 1534, 2013.
- [75] G. Vallejo-Fernandez, L. Fernandez-Outon, and K. O'Grady, "Measurement of the anisotropy constant of antiferromagnets in metallic polycrystalline exchange biased systems," *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 21, p. 2503, 2007.
- [76] N. Aley, G. Vallejo-Fernandez, R. Kroeger, B. Lafferty, J. Agnew, Y. Lu, and K. O'Grady, "Texture effects in IrMn/CoFe exchange bias systems," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 11, p. 2820, 2008.
- [77] L. Szunyogh, B. Lazarovits, L. Udvardi, J. Jackson, and U. Nowak, "Giant magnetic anisotropy of the bulk antiferromagnets IrMn and IrMn₃ from first principles," *Physical Review B*, vol. 79, no. 2, p. 020403, 2009.
- [78] T. Takahashi, T. Ukai, and N. Mori, "On the magnetic structure of noncollinear γ -Fe₇₀Mn₃₀," *Journal of applied physics*, vol. 63, no. 8, p. 3611, 1988.
- [79] C. Hau-Riege, "An introduction to Cu electromigration," *Microelectronics Reliability*, vol. 44, no. 2, pp. 195–205, 2004.
- [80] I. Prejbeanu and R. Sousa, "MRAM cell and method for writing to the MRAM cell using a thermally assisted write operation with a reduced field current," 2013. US 8971102 B2.
- [81] S. Bandiera, R. Sousa, M. M. de Castro, C. Ducruet, C. Portemont, S. Auffret, L. Vila, I. Prejbeanu, B. Rodmacq, and B. Dieny, "Spin transfer torque switching assisted by thermally induced anisotropy reorientation in perpendicular magnetic tunnel junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 99, p. 202507, 2011.
- [82] D. Worledge and P. Trouilloud, "Magnetoresistance measurement of unpatterned magnetic tunnel junction wafers by current-in-plane tunneling," *Applied Physics Letters*, vol. 83, no. 1, p. 84, 2003.
- [83] M. M. de Castro Souza, *Commutation précessionnelle de mémoire magnétique avec polariseur à anisotropie perpendiculaire*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [84] T. Maruyama, Y. Shiota, T. Nozaki, K. Ohta, N. Toda, M. Mizuguchi, A. Tulapurkar, T. Shinjo, M. Shiraishi, S. Mizukami, Y. Ando, and Y. Suzuki, "Large voltage-induced magnetic anisotropy change in a few layers of iron," *Nature Nanotechnology*, vol. 4, p. 158, 2009.
- [85] M. Weiler, A. Brandlmaier, S. Geprägs, M. Althammer, M. Opel, C. Bihler, H. Huebl, M. Brandt, R. Gross, and S. Goennenwein, "Voltage controlled inversion of magnetic anisotropy in a ferromagnetic thin film at room temperature," *New Journal of Physics*, vol. 11, p. 013021, 2009.
- [86] J. Alzate, P. Amiri, G. Yu, P. Upadhyaya, J. Katine, J. Langer, B. Ocker, I. Krivorotov, and K. Wang, "Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO|CoFeB|Ta magnetic tunnel junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 104, p. 112410, 2014.
- [87] T. Miyajima, T. Ibusuki, S. Umehara, M. Sato, S. Eguchi, M. Tsukada, and Y. Kataoka, "Transmission electron microscopy study on the crystallization and boron distribution of CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions with various capping layers," *Applied Physics Letters*, vol. 94, p. 122501, 2009.

- [88] S. Park, Y. Jo, and K. Lee, “Measurement of perpendicular spin torque at high bias via the pulsed switching phase diagram,” *Physical Review B*, vol. 84, p. 214417, 2011.
- [89] A. Garg, “Escape-field distribution for escape from a metastable potential well subject to a steadily increasing bias field,” *Physical Review B*, vol. 51, no. 21, p. 15592, 1995.
- [90] X. Feng and P. Visscher, “Sweep-rate-dependent coercivity simulation of FePt particle arrays,” *Journal of Applied Physics*, vol. 95, p. 7043, 2004.
- [91] T. Min, Q. Chen, R. Beach, G. Jan, C. Horng, W. Kula, T. Torng, R. Tong, T. Zhong, D. Tang, P. Wang, M. Chen, J. Sun, J. Debrosse, D. Worledge, T. Maffitt, and W. Gallagher, “A study of write margin of spin transfer magnetic random access memory technology,” *IEEE Transactions on magnetics*, vol. 46, no. 6, p. 2322, 2010.
- [92] Z. Wang, Y. Zhou, J. Zhang, and Y. Huai, “Bit error rate investigation of spin-transfer-switched magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, p. 142406, 2012.
- [93] S. Yuasa and D. Djayaprawira, “Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(001) barrier,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 40, pp. R337–R354, 2007.
- [94] A. Demolliens, *Apport de la microscopie électronique en transmission à l’étude des mémoires non volatiles de nouvelle génération*. PhD thesis, Université du Sud Toulon – Var, 2009.
- [95] I. Prejbeanu, C. Maunoury, B. Dieny, C. Ducruet, and R. Sousa, “Elément magnétique à écriture assistée thermiquement,” no. FR Patent 2 924 851, Dec. 5, 2007.
- [96] J. Chen, J. Feng, and J. Coey, “Tunable linear magnetoresistance in MgO magnetic tunnel junction sensors using two pinned CoFeB electrodes,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, p. 142407, 2012.
- [97] L. Cuchet, B. Rodmacq, S. Auffret, R. Sousa, C. Ducruet, and B. Dieny, “Influence of a Ta spacer on the magnetic and transport properties of perpendicular magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 5, p. 052402, 2013.
- [98] L. Cuchet, B. Rodmacq, S. Auffret, R. Sousa, and B. Dieny, “Influence of magnetic electrodes thicknesses on the transport properties of magnetic tunnel junctions with perpendicular anisotropy,” *Applied Physics Letters*, vol. 105, p. 052408, 2014.
- [99] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, “A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction,” *Nature Materials*, vol. 9, pp. 721–724, 2010.
- [100] D. Worledge, G. Hu, D. Abraham, J. Sun, P. Trouilloud, J. Nowak, S. Brown, M. Gaidis, E. O’Sullivan, and R. Robertazzi, “Spin torque switching of perpendicular-based magnetic tunnel junctions,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, p. 022501, 2011.
- [101] S. Iihama, S. Mizukami, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, and T. Miyazaki, “Gilbert damping constants of Ta/CoFeB/MgO(Ta) thin films measured by optical detection of precessional magnetization dynamics,” *Physical Review B*, vol. 89, p. 174416, 2014.
- [102] S. Mizukami, T. Kubota, X. Zhang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, and T. Miyazaki, “Influence of Pt doping on gilbert damping in permalloy films and comparison with perpendicularly magnetized alloy films,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, p. 103003, 2011.
- [103] M. Weber, H. Nembach, and B. Hillebrands, “Modified gilbert damping due to exchange bias in NiFe/FeMn bilayers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 97, p. 10A701, 2005.
- [104] B. Dieny, M. Li, S. Liao, C. Horng, and K. Ju, “Quantitative interpretation of the magnetoresistive response (amplitude and shape) of spin valves with synthetic antiferromagnetic pinned layers,” *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 3415, 2000.
- [105] Q. Stainer, *Développement de cellules mémoires magnétiques à accès aléatoire (MRAM) autoréférencées assistées thermiquement*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2014.

- [106] D. Worledge, "Spin-flop switching for magnetic random access memory," *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 22, p. 4559, 2004.
- [107] S. Parkin, "Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d and 5d transition metals," *Physical Review Letters*, vol. 67, no. 25, p. 3598, 1991.
- [108] L. Nistor, *Magnetic tunnel junctions with perpendicular magnetization : anisotropy, magnetoresistance, magnetic coupling and spin transfer torque switching*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [109] Z. Guo, B. Zong, J. Qiu, P. Luo, L. An, H. Meng, G. Han, and H. Hui, "Tuning exchange coupling by replacing CoFe with amorphous CoFeB in the CoFe/Ru/CoFe synthetic antiferromagnetic structure," *Solid State Communications*, vol. 150, pp. 45–48, 2010.
- [110] B. Lacoste, L. Buda-Prejbeanu, U. Ebels, and B. Dieny, "Magnetization dynamics of an in-plane magnetized synthetic ferrimagnetic free layer submitted to spin-transfer torques and applied field," *Physical Review B*, vol. 89, p. 064408, 2014.
- [111] P. Balaz and J. Barnas, "Current-induced instability of a composite free layer with antiferromagnetic interlayer coupling," *Physical Review B*, vol. 88, p. 014406, 2013.
- [112] M. Zimmler, "Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars," *Physical Review B*, vol. 70, p. 184438, 2004.
- [113] J. Alvarez-Hérault. PhD thesis, Université de Grenoble, 2010. Introduction du chapitre 2 de [1].
- [114] Z. Zeng, P. Amiri, G. Rowlands, H. Zhao, I. Krivorotov, J. Wang, J. Katine, J. Langer, K. Galatsis, K. Wang, and H. Jiang, "Effect of resistance-area product on spin-transfer switching in MgO-based magnetic tunnel junction memory cells," *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 7, p. 072512, 2011.
- [115] R. Sousa, M. Kerekes, I. Prejbeanu, O. Redon, B. Dieny, and J. Nozières, "Crossover in heating regimes of thermally assisted magnetic memories," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 08N904, 2006.
- [116] N. Wiese, *Coupling phenomena and scalability in CoFeB/Ru/CoFeB sandwiches*. PhD thesis, Universität Bielefeld, 2006.
- [117] T. Devolder, J. Hayakawa, K. Ito, H. Takahashi, S. Ikeda, P. Crozat, N. Zerounian, J. Kim, C. Chappert, and H. Ohno, "Single-shot time-resolved measurements of nanosecond-scale spin-transfer induced switching : Stochastic versus deterministic aspects," *Physical Review Letters*, vol. 100, p. 057206, 2008.
- [118] Y. Cui, G. Finocchio, C. Wang, J. Katine, R. Buhrman, and D. Ralph, "Single-shot time-domain studies of spin-torque-driven switching in magnetic tunnel junctions," *Physical Review Letters*, vol. 104, p. 097201, 2010.
- [119] R. Heindl, W. Rippard, S. Russek, and M. Pufall, "Time-domain analysis of spin-torque induced switching paths in nanoscale CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junction devices," *Journal of Applied Physics*, vol. 116, p. 243902, 2014.
- [120] C. Papusoi, R. Sousa, J. Herault, I. Prejbeanu, and B. Dieny, "Probing fast heating in magnetic tunnel junction structures with exchange bias," *New Journal of Physics*, vol. 10, p. 103006, 2008.
- [121] H. Xi, J. Stricklin, H. Li, Y. Chen, X. Wang, Y. Zheng, Z. Gao, and M. Tang, "Spin transfer torque memory with thermal assist mechanism : A case study," *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 46, p. 860, 2010.
- [122] J. Ventura, A. Pereira, J. Teixeira, J. Araujo, F. Carpinteiro, J. Sousa, and P. Freitas, "Heat generation in tunnel junctions for current-written pinned layer switching," *Materials Science Forum*, vol. 514, pp. 323–327, 2006.
- [123] H. Yu, S. Granville, D. Yu, and J. Ansermet, "Evidence for thermal spin-transfer torque," *Physical Review Letters*, vol. 104, no. 14, p. 146601, 2010.

- [124] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, “Observation of the spin seebeck effect,” *Nature*, vol. 455, no. 7214, pp. 778–781, 2008.
- [125] R. Powell, C. Ho, and P. Liley, *Thermal Conductivity of Selected Materials*. U.S. Government Printing Office, Washington, 1966. pp. 93-96.
- [126] M. Walter, J. Walowski, V. Zbarsky, M. Münzenberg, M. Schäfers, D. Ebke, G. Reiss, A. Thomas, P. Peretzki, M. Seibt, J. Moodera, M. Czerner, M. Bachmann, and C. Heiliger, “Seebeck effect in magnetic tunnel junctions,” *Nature materials*, vol. 10, no. 10, pp. 742–746, 2011.